

LAPP-T-2002-01

Avril 2002

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules

Thèse

présentée à l'Université de Savoie pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE SAVOIE

Spécialité : Physique des particules

par

Patrick ROBBE

**Étude des désintégrations doublement charmées des
mésons B avec l'expérience BABAR à SLAC**

Soutenue le 18 avril 2002 devant le jury composé de :

M. Robert BARATE	Président du jury
M. Jacques COLAS	
M. William DUNWOODIE	
M. Alain FALVARD	
M. Jean-Pierre LEES	Directeur de thèse
M. Jacques LEFRANCOIS	
M. Patrick ROUDEAU	Rapporteur
M. Vivek SHARMA	Rapporteur

LAPP-T-2002-01

Avril 2002

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules

Thèse

présentée à l'Université de Savoie pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE SAVOIE

Spécialité : Physique des particules

par

Patrick ROBBE

**Étude des désintégrations doublement charmées des
mésons B avec l'expérience BABAR à SLAC**

Soutenue le 18 avril 2002 devant le jury composé de :

M. Robert BARATE	Président du jury
M. Jacques COLAS	
M. William DUNWOODIE	
M. Alain FALVARD	
M. Jean-Pierre LEES	Directeur de thèse
M. Jacques LEFRANCOIS	
M. Patrick ROUDEAU	Rapporteur
M. Vivek SHARMA	Rapporteur

REMERCIEMENTS

Le travail de thèse présenté ici et sa réalisation ont profité du soutien de beaucoup de personnes que je voudrais remercier. Toutes ne seront certainement pas citées. J'espère qu'elles ne m'en tiendront pas rigueur.

Je remercie les directeurs du L.A.P.P., Michel Yvert et Jacques Colas, de m'avoir accueilli dans le laboratoire. Je remercie Robert Barate d'avoir accepté de présider le jury de soutenance, d'avoir lu avec attention le manuscrit de thèse et de m'avoir donné de nombreux conseils. Je remercie Vivek Sharma et Patrick Roudeau d'avoir bien voulu être les rapporteurs de ma thèse et de m'avoir fait part de leurs commentaires et de leurs suggestions pour l'amélioration du manuscrit. Je remercie aussi Jacques Colas, Bill Dunwoodie, Alain Falvard et Jacques Lefrançois d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Un grand merci à mon directeur de thèse, Jean-Pierre. Travailler avec toi a été un très grand plaisir puisque tu m'as laissé à la fois une très grande liberté dans mon travail tout en me faisant profiter de tes précieux conseils pour mener à bien cette thèse. Je me souviendrai longtemps de ton engagement pour soutenir mon travail mais aussi des moments de détente musicaux à San Francisco.

Je voudrais aussi remercier Bill pour notre collaboration sur les interactions dans la matière mais aussi d'avoir bien voulu faire un si long voyage pour venir m'écouter. Merci de m'avoir fait partager ton expérience et de m'avoir donné des commentaires aussi précieux. Merci aussi de m'avoir fait rencontrer les personnes à SLAC qui nous ont par la suite aidé à mieux comprendre ce qui se passait dans le détecteur. Enfin merci pour le soutien que tu m'as apporté.

Je remercie les membres du groupe BABAR, Bernard Aubert, Dominique Boutigny, Jean-Marc Gaillard, Adlène Hicheur, Yannis Karyotakis, Vincent Tisserand et Amina Zghiche pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour leur aide précieuse. Merci beaucoup à Yannis pour m'avoir accueilli dans le groupe dont il était le chef au moment de mon arrivée. Merci beaucoup à Bernard Aubert d'avoir passé beaucoup de temps à la lecture attentive de mon manuscrit et de m'avoir fait part de ses remarques pertinentes. Merci aussi beaucoup à Dominique Boutigny pour le temps qu'il passe pour que les physiciens de BABAR puissent travailler dans de très bonnes conditions au centre de calcul de Lyon, j'ai profité de son expertise et de son aide pour pouvoir terminer à temps cette thèse. Merci beaucoup également à Amina Zghiche d'avoir partagé dans la bonne humeur notre bureau, à Vincent Tisserand pour les moments amicaux passés à Annecy ou à SLAC. Merci également beaucoup à Fulvio avec qui j'ai partagé pendant un trop court moment le bureau.

Je remercie aussi Yves Bertsch pour m'avoir permis de transférer mes données entre le centre de calcul et le laboratoire, j'ai ainsi pu terminer à temps. Je remercie les personnes du centre de calcul de Lyon de mettre à disposition les données de l'expérience ainsi que les moyens pour les analyser.

Je voudrais aussi remercier les nombreuses personnes avec qui j'ai collaboré dans BABAR. Je remercie Fernando pour son amical soutien et pour son aide précieuse pour l'analyse. Je remercie les membres du groupe de travail BReco pour les suggestions et discussions fructueuses, en particulier Vivek, Yury, Shahram, Jan, Justin et Ben. Merci aussi à Marie-Hélène et Sophie pour la collaboration sur l'analyse du $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$. Enfin merci beaucoup à Fulvio, Fernando, Shahram, Vincent, Jean-Yves, Jan et beaucoup d'autres d'avoir fait des séjours à SLAC des moments très agréables. Merci également à Dave Brown et Vasia Shelkov de m'avoir fait découvrir l'expérience BABAR.

Merci à mes parents, à ma famille et à mes amis pour m'avoir soutenu pendant toute cette période. Votre présence a été indispensable durant les 3 ans passées à Annecy. Enfin merci au personnel de l'hôpital d'Annecy et à Valérie pour m'avoir permis de terminer cette thèse. Enfin, j'ai aussi reçu l'aide précieuse du petit Louis qui s'est occupé consciencieusement de ma souris.

INTRODUCTION

Le travail présenté est une étude pour la mise en évidence et la mesure des taux de branchement des désintégrations doublement charmées $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$. Ces mesures permettent de mieux comprendre les mécanismes de désintégration des mésons B , en particulier celles produisant des mésons D de mauvais signe. Elles contribuent aussi à l'étude et à une meilleure compréhension du nombre de hadrons charmés produits dans les désintégrations des B qui a, pendant longtemps, été en désaccord avec le nombre déduit des mesures de taux de branchement semi-leptonique des mésons B .

Pour ce travail, les données de l'expérience BABAR enregistrées jusqu'à la fin de l'année 2001 ont été utilisées, 56 millions de paires $B\bar{B}$. Un travail important a été conduit pour comprendre le détecteur et les contraintes imposées par le mode de fonctionnement d'un collisionneur à électrons asymétrique (Chapitre 1). Les mesures des durées de vie et de la fréquence d'oscillation des mésons B étant des mesures importantes, un travail original sera présenté concernant la vérification des échelles absolues de longueur du détecteur, en utilisant les interactions nucléaires dans le tube à vide de l'expérience (Chapitre 2).

Vingt-deux modes de désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ ont été reconstruits, ce qui a permis de donner des taux de branchement de modes observés pour la première fois ou des limites supérieures. Le grand pouvoir d'identification des kaons chargés et la reconstruction des traces chargées et des photons de très basse impulsion permettent la reconstruction de tous les modes possibles et de conduire des analyses de Dalitz des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ (Chapitres 3 et 4).

Table des matières

Table des matières	8
Introduction	12
Chapitre 1 Le détecteur BABAR	30
1.1 Le collisionneur PEP-II	31
1.2 La région d'interaction	35
1.2.1 La focalisation des faisceaux	35
1.2.2 Définition du système de coordonnées BABAR	36
1.2.3 Paramètres du point d'interaction	37
1.3 Le détecteur en silicium	39
1.3.1 Principe de fonctionnement	40
1.3.2 Identification de particules	42
1.4 La chambre à fils	44
1.4.1 Principe de fonctionnement de la chambre à fils	44
1.4.2 La reconstruction des traces chargées dans BABAR	46
1.4.3 Identification des particules chargées dans la chambre à fils	51
1.5 Le détecteur à effet Cherenkov	53
1.5.1 L'effet Cherenkov	53
1.5.2 L'identification des kaons chargés dans BABAR	57
1.6 Le calorimètre électromagnétique	61
1.6.1 Principe de fonctionnement	61
1.6.2 La reconstruction des photons dans BABAR	63

1.7	Le détecteur de muons	65
Chapitre 2	Interactions dans la matière	67
2.1	La structure du tube à vide	68
2.1.1	Structure radiale	69
2.1.2	Structure longitudinale	71
2.1.3	Position absolue du tube à vide	74
2.2	Sélection des interactions	78
2.2.1	Identification des protons	78
2.2.2	Reconstruction du point d'interaction	82
2.2.3	Autres critères de sélection	87
2.3	Résultats généraux	88
2.3.1	Composition de l'échantillon	88
2.3.2	Position des interactions	90
2.3.3	Position du tube à vide	94
2.4	Etude de l'échelle radiale	99
2.4.1	Principes du calcul de l'échelle radiale	99
2.4.2	Résultats	102
2.5	Etude de l'échelle longitudinale	109
2.5.1	Principes du calcul de l'échelle longitudinale	109
2.5.2	Résultat	112
Chapitre 3	La reconstruction des particules intermédiaires	114
3.1	Les données utilisées	115
3.2	La simulation Monte Carlo	115
3.3	Particules stables	118
3.3.1	Les traces chargées	120
3.3.2	Les photons	124

3.3.3	Identification des kaons chargés	126
3.4	Reconstruction des particules intermédiaires	128
3.4.1	Les π^0	128
3.4.2	Les K_S^0	134
3.5	Reconstruction des mésons D	141
3.5.1	Sélection minimale	143
3.5.2	Identification des kaons chargés	145
3.5.3	Résonances intermédiaires	145
3.5.4	Critères géométriques	147
3.5.5	Energie des π^0	148
3.5.6	Qualité des traces chargées	149
3.5.7	Distributions de masse	149
3.6	Reconstruction des mésons D^*	157
3.6.1	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	159
3.6.2	$D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$	162
3.6.3	$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$	163
3.6.4	$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$	163
Chapitre 4	Etude des désintégrations $B \rightarrow D\bar{D}K$	165
4.1	Le taux de charme dans les désintégrations des mésons B	165
4.1.1	Relation entre taux de charme et taux de branchement semi-leptonique	166
4.1.2	Les observations expérimentales	169
4.1.3	Confrontation théorie-expérience	171
4.2	Les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$	172
4.2.1	Les désintégrations doublement charmées	172
4.2.2	Les mesures existantes	175
4.3	La reconstruction des mésons B	178

4.3.1	Les variables m_{ES} et ΔE	178
4.3.2	Les sélections appliquées	185
4.3.3	Résolutions obtenues	189
4.3.4	Efficacités	189
4.4	Les résultats	190
4.4.1	Distributions de masse	190
4.4.2	Calcul des taux de branchement	202
4.4.3	Résultats finaux	208
4.5	Analyse de Dalitz des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$	211
4.5.1	Diagrammes de Dalitz	211
4.5.2	Recherche de résonances étroites	213
Conclusions		218
Annexe A Sélections de D pour les $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$		222
Annexe B Résolutions en m_{ES} et ΔE des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$		227
Annexe C Efficacités de reconstruction des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$		233
Annexe D Nombre d'événements des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$		239
Annexe E Détails de erreurs systématiques pour $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$		245
Bibliographie		250

Introduction

L'expérience BABAR a été conçue pour mettre en évidence la violation de CP dans les désintégrations des mésons B^0 . La violation de CP avait été observée, jusque là, uniquement dans les désintégrations des K^0 et il est important de savoir si c'est un accident se produisant seulement dans les désintégrations des kaons ou bien si, comme prévu par le modèle standard, elle se manifeste aussi dans le secteur des mésons beaux.

La violation de CP dans le secteur des kaons

Les symétries ont toujours joué un grand rôle dans la physique des particules. Le théorème de Noether montre qu'à chaque transformation de symétrie laissant invariant un système physique est associée une quantité qui se conserve lors des interactions. Ainsi, la conservation de la quantité de mouvement trouve son origine dans l'invariance par les translations d'espace des lois de la physique.

Les transformations qui laissent invariantes les lois de la physique sont regroupées dans le groupe de Lorentz. Ces transformations peuvent être classées en trois types principaux :

Les symétries continues de l'espace-temps qui sont les transformations qui dépendent de paramètres réels, comme les rotations ou les translations,

Les symétries discrètes qui sont les transformations qui nous intéressent ici, à savoir la transformation de parité P , la transformation d'inversion du temps T et la transformation de conjugaison de charge C ,

Les symétries unitaires qui sont des multiplications par une phase des fonctions d'onde des particules et qui sont associées à la conservation de la charge ou des nombres quantiques des particules.

Plus précisément, les symétries discrètes sont définies ainsi :

Parité : C'est la transformation qui inverse les coordonnées d'espace, laissant invariante la coordonnée temporelle, ce qui est équivalent à une réflexion dans un miroir suivie d'une rotation de π .

$$P : \vec{x} \rightarrow \vec{x}' = -\vec{x}, t \rightarrow t' = t \quad (1)$$

Conjugaison de charge : Cet opérateur, \mathcal{C} , transforme une particule en son anti-particule, c'est à dire une particule de même masse, impulsion et spin mais dont tous les nombres quantiques sont opposés.

Inversion du temps : T inverse la coordonnée de temps mais laisse inchangées les coordonnées d'espace.

$$T : \vec{x} \rightarrow \vec{x}' = \vec{x}, t \rightarrow t' = -t \quad (2)$$

Les interactions fortes et électromagnétiques sont invariantes sous \mathcal{C} et P mais en 1957, il fut découvert, en étudiant les désintégrations β des noyaux d'atomes que la parité et la conjugaison de charge sont toutes les deux violées par les interactions faibles [1].

A la même période, la transformation T était supposée être une symétrie et être conservée par toutes les interactions. En outre, le produit des trois transformations, pris dans n'importe quel ordre, CPT par exemple, est une symétrie de toute théorie quantique des champs respectant des critères très peu sévères. C'est le cas des théories actuelles des interactions électrofaibles et fortes entre particules élémentaires [2].

Les conséquences de l'invariance par CPT sont l'égalité des masses, des temps de vie et des moments magnétiques (en valeur absolue) entre particules et anti-particules :

$$m(P) = m(\bar{P}), \tau(P) = \tau(\bar{P}), |\mu(P)| = |\mu(\bar{P})| \quad (3)$$

Jusqu'à présent, ces propriétés n'ont jamais été mises en défaut. Par exemple, la moyenne des mesures concernant la masse du proton et le temps de vie des pions, donnée par le « Particle Data Group » (PDG) [3], vaut :

$$\frac{m_p - m_{\bar{p}}}{m_p} < 5 \times 10^{-7} \quad (4)$$

et

$$\frac{\tau_{\pi^+} - \tau_{\pi^-}}{\tau_{\pi}} = (6 \pm 7) \times 10^{-4} \quad (5)$$

De plus, l'expérience CPLEAR a testé directement l'invariance du produit CPT en étudiant les désintégrations $K^0 \rightarrow e\pi\nu$ [4]. Expérimentalement, la conservation du produit CPT est bien vérifiée.

CPT ainsi que T étant supposés être conservés, on pensait alors que le produit CP était également conservé par toutes les interactions. Cependant, en 1964, il

fut observé avec surprise que CP est violé dans les désintégrations par interaction faible des mésons K_L^0 [5].

Les mésons étranges furent découverts en 1946. Ils possèdent un nombre quantique interne, l'étrangeté, si bien que contrairement au π^0 , les mésons étranges neutres ne peuvent pas être leur propre anti-particule. Il existe deux états distincts K^0 et \bar{K}^0 , d'étrangeté 1 et -1. Ces deux états sont des états propres pour les interactions fortes et électromagnétiques mais, puisque les interactions faibles ne conservent pas l'étrangeté, les deux états peuvent se mélanger par l'intermédiaire de modes de désintégration communs, comme :

$$K^0 \rightarrow \pi\pi, \bar{K}^0 \rightarrow \pi\pi \quad (6)$$

Les états propres de masse, tenant compte de toutes les interactions, sont alors (ce sont les états physiques) :

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (7)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (8)$$

Or $CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$, donc K_1 et K_2 sont des états propres de CP avec des valeurs propres respectives de +1 et -1 :

$$CP|K_1\rangle = +|K_1\rangle \quad (9)$$

$$CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle \quad (10)$$

Puisque $CP|\pi\pi\rangle = +|\pi\pi\rangle$, si CP est conservée, seuls les modes de désintégrations $K_1 \rightarrow \pi\pi$ et $K_2 \rightarrow \pi\pi\pi$ sont possibles, la désintégration vers deux pions de K_2 étant interdite. De plus, comme $3 \times m(\pi)$ est très proche de la masse du K^0 , l'espace de phase disponible est très petit. K_2 doit donc avoir un temps de vie très grand. Il est alors naturel d'identifier K_1 à K_S^0 et K_2 à K_L^0 , deux mésons de même masse découverts en 1956 [6], qui ont les bonnes propriétés de désintégration et qui ont des temps de vie très différents :

$$\tau(K_S^0) = (0,892 \, 6 \pm 0,001 \, 2) \times 10^{-10} \, \text{s} \quad (11)$$

$$\tau(K_L^0) = (5,15 \pm 0,04) \times 10^{-8} \, \text{s} \quad (12)$$

Mais en 1964, on observa que le méson K_L^0 peut se désintégrer suivant le mode $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$, ce qui est interdit si CP est conservé, mettant ainsi en évidence la

violation de CP par les interactions faibles dans le secteur des mésons étranges. $B(K_L^0 \rightarrow \pi\pi)$ est cependant si petit que l'argument qui explique la différence de temps de vie entre K_S^0 et K_L^0 est toujours valable.

K_L^0 est donc un état voisin de K_2 mais n'est plus un état propre impair de CP , il contient une petite part de composante paire pour CP qui est responsable de la désintégration en deux pions :

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\bar{\epsilon}|^2}}(|K_2\rangle + \bar{\epsilon}|K_1\rangle) \quad (13)$$

et de la même manière :

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\bar{\epsilon}|^2}}(|K_2\rangle - \bar{\epsilon}|K_1\rangle) \quad (14)$$

Expérimentalement [3], ce paramètre ϵ représente la violation de CP dans le mélange $K^0\bar{K}^0$ et est égal à :

$$|\epsilon| = 2,271 \pm 0,017 \cdot 10^{-3} \quad (15)$$

De plus, le paramètre $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ de la violation directe de CP dans les désintégrations des K_L^0 a été mesuré avec précision récemment [7], et a été trouvé égal à :

$$\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (15,3 \pm 2,6) \cdot 10^{-4} \quad (16)$$

L'invariance de T est alors remise en question. On tente de mettre en évidence la violation de T par la mesure d'un moment dipolaire électrique non nul pour le neutron, mais les valeurs mesurées sont compatibles avec 0 et la mesure la plus précise est maintenant [8] :

$$d_n = (-3 \pm 5) \times 10^{-26} \text{ e cm} \quad (17)$$

Cependant l'expérience CPLEAR a également mis en évidence directement la violation de T dans les désintégrations des K^0 [4], permettant d'avoir une vision complète et cohérente de la violation des symétries discrètes par les interactions faibles dans le secteur des kaons.

Mais les calculs théoriques actuels ne permettent pas de prédire la valeur numérique de la violation de CP , en particulier à cause des diagrammes pingouins intervenant dans le calcul de ϵ' .

La matrice CKM

Le Lagrangien le plus général que l'on puisse écrire pour décrire les interactions est le suivant :

$$L = \sum_i (a_i O_i + a_i^* O_i^\dagger) \quad (18)$$

où O_i représente des combinaisons de champs de bosons ou de fermions décrivant les particules.

Puisque $(CP) O_i (CP)^\dagger = O_i^\dagger$, CP est conservé si tous les paramètres de couplage a_i sont réels. Dans le modèle standard, la violation de CP s'explique donc par la présence d'une ou de plusieurs constantes de couplage complexes.

La violation de CP apparaît dans les interactions faibles. Les interactions faibles ne conservent pas non plus l'étrangeté, le charme et la beauté : les quarks u, d, s, c, b et t ne sont donc pas états propres des interactions faibles. Cabibbo, Kobayashi et Maskawa introduisirent une matrice, V , appelée matrice CKM [9, 10], qui peut être interprétée comme la matrice de rotation entre les états propres des interactions fortes et électromagnétiques et les états propres des interactions faibles, d', s' et b' :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (19)$$

La partie du Lagrangien des interactions faibles où intervient la matrice V s'écrit :

$$L = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left[\left(\bar{u}_A \gamma_\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) V_{AB} d_B \right) W^\mu + \text{h.c.} \right] \quad (20)$$

Les coefficients de la matrice CKM jouent le rôle des constantes de couplage a_i de (18) et certains d'entre eux doivent être complexes pour expliquer la violation de CP .

V doit également être une matrice unitaire donc si elle possède n colonnes, elle aura $N_{\text{phases}} = \frac{1}{2}(n-1)(n-2)$ phases. S'il n'existe que deux générations de quarks, la matrice CKM aura $N_{\text{phases}} = 0$ et uniquement des coefficients réels, ce qui interdit une explication de la violation de CP . Ainsi, il y a forcément plus de deux générations de quarks, ce qui permit de supposer, en 1973, avec le formalisme de la matrice CKM, l'existence de la troisième génération (b, t) avant la découverte du lepton τ en 1975, celle du quark b en 1976, puis celle du quark t en 1995.

Avec trois générations de quarks, la matrice CKM aura une phase et permet ainsi de proposer une explication à la violation de CP . Le choix de cette phase est arbitraire mais une des paramétrisations la plus utilisée est la suivante :

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (21)$$

avec $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, θ_{ij} étant les trois angles d'Euler de V .

Expérimentalement, en étudiant les désintégrations par interaction faible des mésons B , D et K , on a pu établir la hiérarchie suivante entre les coefficients de la matrice CKM :

$$|V_{ub}|^2 \ll |V_{cb}|^2 \ll |V_{us}|^2 \quad (22)$$

Cela suggère de développer les coefficients de la matrice CKM en puissance d'un coefficient $\lambda \simeq 0,2$. En ne gardant que les termes jusqu'à l'ordre 4, on obtient la paramétrisation de Wolfenstein [11] :

$$V \simeq \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + o(\lambda^3) \quad (23)$$

La condition d'unitarité de la matrice CKM implique que :

$$\sum_{j=1}^3 V_{ij}V_{kj}^* = \delta_{ik} \quad (24)$$

et

$$\sum_{j=1}^3 V_{ji}V_{jk}^* = \delta_{ik} \quad (25)$$

En particulier, si $i \neq k$, la relation (24) s'illustre par un triangle dans le plan complexe dont les cotés sont $V_{ij}V_{jk}^*$. Les 6 triangles que l'on peut obtenir ont tous la même surface qui est non nulle si CP n'est pas conservée.

Cependant, les formes des triangles sont très différentes car, comme on peut le voir sur (23), leurs côtés sont d'ordres de grandeur différents. Les triangles obtenus sont « plats » car un des côtés est beaucoup plus petit que les autres.

Deux triangles font exception, celui défini par la relation $V_{ud}V_{td}^* + V_{ub}V_{tb}^* + V_{us}V_{ts}^* = 0$ et celui obtenu à partir de la relation d'unitarité :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (26)$$

où tous les cotés sont d'ordre λ^3 . Ce triangle est un des seuls à avoir tous ses angles de l'ordre de l'unité. La figure 1 représente ce triangle, appelé triangle d'unitarité, et définit ses angles qui sont des paramètres importants à mesurer pour l'étude de la violation de CP .

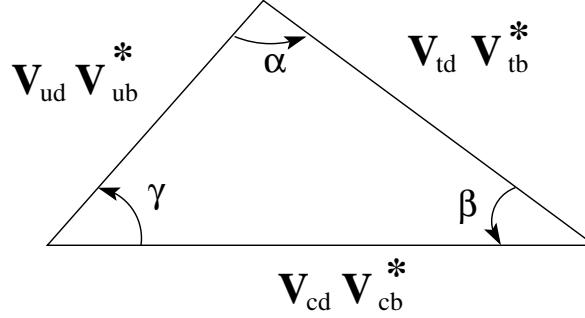


FIG. 1 – Triangle d'unitarité

Les longueurs des côtés des triangles sont données par V_{cb} , V_{ub} et V_{td} qui sont les éléments de la matrice CKM qui contrôlent les désintégrations favorisées des mésons B (V_{cb}), les désintégrations défavorisées des B (V_{ub}) ainsi que, comme on le verra par la suite, le mélange des B^0 (V_{td}). On s'attend donc à trouver des asymétries de grande amplitude dues à la violation de CP , dans certaines désintégrations des mésons beaux.

La violation de CP dans les désintégrations des mésons beaux

Le formalisme utilisé pour étudier la violation de CP dans les mésons beaux est le même que celui donné pour les mésons étranges. Il y a cependant des différences importantes entre les deux types de mésons.

Le mélange des mésons B^0

Comme dans le cas des mésons K^0 , les états $B^0 = \bar{b}d$ et $\bar{B}^0 = b\bar{d}$ diffèrent par un nombre quantique interne qui n'est pas conservé par les interactions faibles. Dans le cas présent, il s'agit de la beauté B . Il peut donc se produire des oscillations entre les deux états propres des interactions fortes par l'intermédiaire de processus où $|\Delta B| = 2$.

Le mélange des mésons B^0 a été observé [12, 13] et peut être expliqué par les processus suivants :

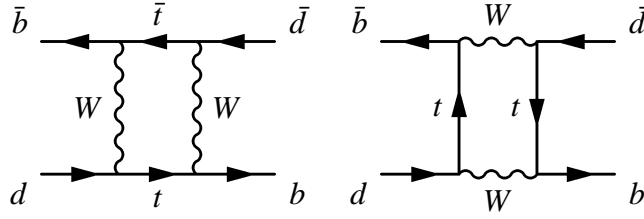


FIG. 2 – Processus du mélange des mésons B^0

Puisque la transition entre B^0 et \bar{B}^0 est possible, les états propres de masse, c'est à dire les états propres du Hamiltonien total des interactions sont B_l (pour *light*) et B_h (pour *heavy*) :

$$|B_l\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle \quad (27)$$

$$|B_h\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle \quad (28)$$

A la différence des mésons étranges, les états physiques B_l et B_h ont des propriétés très voisines. Pour les kaons, les états physiques K_S^0 et K_L^0 avaient des temps de vie très différents : (11) et (12). Ceci permet de distinguer les deux états et d'obtenir des lots contenant exclusivement des K_L^0 , ce qui n'est pas possible avec les B^0 .

Les mésons B^0 se désintègrent par interaction faible dans de très nombreux modes différents. La particularité $3 \times m(\pi) \simeq m(K^0)$ qui explique le grand temps de vie des K_L^0 n'est plus présente ici. Le temps de vie des mésons B^0 a été mesuré avec le détecteur BABAR [14] et a été trouvé égal à :

$$\tau_{B^0} = 1,546 \pm 0,039 \text{ ps} \quad (29)$$

la combinaison de toutes les mesures effectuées par diverses expériences étant [15] :

$$\tau_{B^0} = 1,543 \pm 0,015 \text{ ps} \quad (30)$$

La fréquence des oscillations entre B^0 et \bar{B}^0 est donnée par le paramètre Δm_B . Ce paramètre a également été déterminé par l'expérience BABAR [16] et vaut, en unités ps^{-1} :

$$\Delta m_d = 0,516 \pm 0,019 \text{ ps}^{-1} \quad (31)$$

La moyenne pour cette quantité est [17] :

$$\Delta m_d = 0,496 \pm 0,007 \text{ ps}^{-1} \quad (32)$$

Cette valeur est environ 100 fois plus grande que pour les kaons, c'est à dire que les mésons B^0 oscillent très vite. Grâce à cette grande vitesse d'oscillation et au grand temps de vie relatif des B^0 , l'oscillation des mésons B peut être observée. La probabilité qu'un méson initialement dans l'état B^0 se désintègre à l'instant t dans l'état B^0 est [18, 19] :

$$P(B^0(0) \rightarrow B^0(t)) = \frac{\Gamma_B}{2} e^{-t\Gamma_B} [1 + \cos(t\Delta m_d)] \quad (33)$$

alors que la probabilité qu'il ait oscillé vers l'état \bar{B}^0 est :

$$P(B^0(0) \rightarrow \bar{B}^0(t)) = \frac{\Gamma_B}{2} e^{-t\Gamma_B} [1 - \cos(t\Delta m_d)] \quad (34)$$

où $\Gamma_B = \frac{1}{\tau_B}$. La figure 3 montre la probabilité en fonction du temps de trouver un B^0 ou un \bar{B}^0 , sachant qu'à l'instant initial le méson B neutre était dans l'état B^0 .

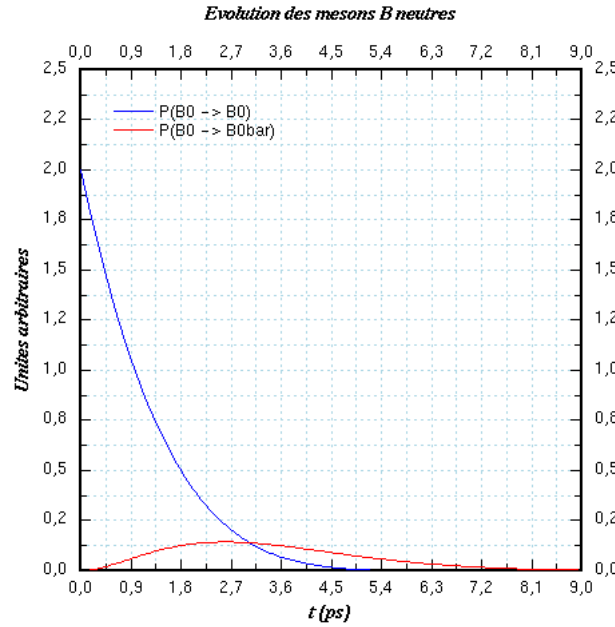


FIG. 3 – Evolution d'un état B^0 en fonction du temps

La mesure de $\sin(2\beta)$

L'analyse principale menée dans BABAR pour étudier la violation de CP est d'étudier les désintégrations des B neutres vers un état propre de CP , f . f peut être atteint indifféremment depuis un B^0 ou un \bar{B}^0 . Donc si au départ, le méson est dans l'état B^0 , il peut soit se désintégrer directement vers f ($B^0 \rightarrow f$), soit osciller vers l'état \bar{B}^0 puis se désintégrer vers f ($B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f$), comme illustré sur la figure 4.

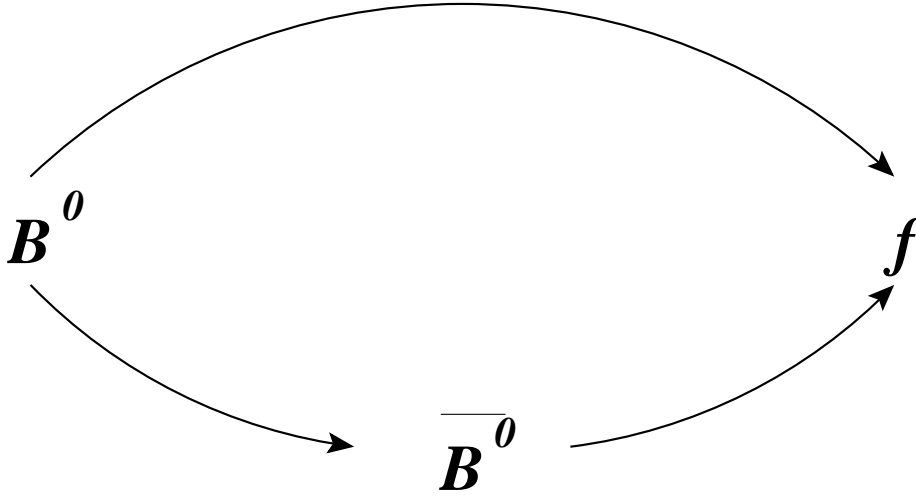


FIG. 4 – Désintégration d'un B^0 vers un état propre de CP

Les amplitudes des deux processus contribuant à la désintégration ont des phases différentes liées à la phase de la matrice CKM et donc à la violation de CP . Il peut ainsi se produire des interférences qui sont différentes si le méson initial est dans l'état B^0 ou \bar{B}^0 .

Le mode propre de CP , f , le plus facile à utiliser est $J/\psi K_S^0$ qui a une valeur propre pour CP égale à -1 . En effet, la reconstruction des désintégrations $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ou $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ est efficace et possède peu de bruit de fond. La reconstruction des désintégrations $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ est facilitée par le temps de vie des K_S^0 . De plus, l'extraction de $\sin(2\beta)$ est simple car il n'y a pas de contamination des désintégrations $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ par des diagrammes pingouins, contrairement aux désintégrations des K^0 .

Les désintégrations $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ se produisent par une transition $b \rightarrow c\bar{c}s$; le processus de désintégration est représenté sur la figure 5 :

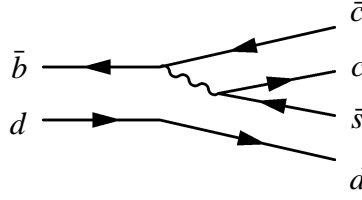


FIG. 5 – Processus de la désintégration $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$

Les deux processus qui interfèrent font intervenir, pour la désintégration, le coefficient V_{cb} et pour le mélange, le coefficient V_{td} . D'après la figure 1, on voit que la phase entre les deux coefficients est liée à l'angle β du triangle d'unitarité.

Plus précisément, on montre que le taux de désintégration vers l'état propre de CP , $f = J/\Psi K_S^0$ [18, 19], d'un méson initialement dans l'état B^0 est :

$$\Gamma(B^0 \rightarrow f, t) = \frac{\Gamma_B}{2} e^{-\Gamma_B t} [1 + \sin(2\beta) \sin(\Delta m_B t)] \quad (35)$$

Expérimentalement, il se pose deux problèmes liés à la mesure de ces quantités mais qui sont résolus par l'expérience BABAR.

Le premier problème est qu'il faut mesurer le temps (ou la distance) entre la production du méson B et sa désintégration. Dans BABAR, les B sont produits par l'intermédiaire de la résonance $\Upsilon(4S)$. Avec un accélérateur symétrique fonctionnant à cette énergie, qui était le seul type disponible avant les expériences BABAR et BELLE, le $\Upsilon(4S)$ est produit au repos. La distance moyenne parcourue par un méson B^0 avant de se désintégrer est de $30 \mu\text{m}$. Des distances aussi petites ne peuvent pas être mesurées de façon précise par les détecteurs actuels. De plus, la détermination précise du point de production des mésons est également difficile à réaliser. La solution trouvée est de produire l' $\Upsilon(4S)$ non pas au repos mais avec une impulsion non nulle en utilisant un collisionneur asymétrique. Ainsi, dans BABAR, les mésons B^0 parcourent en moyenne une distance de $250 \mu\text{m}$, distance qu'il est possible de mesurer.

Le deuxième problème est de connaître à l'instant initial l'état du méson B neutre que l'on considère. Pour l'étude de la violation de CP , on utilise les désintégrations en un B^0 et un \bar{B}^0 du $\Upsilon(4S)$. L'ensemble des deux mésons suit la statistique de Bose, donc si l'un des mésons est dans l'état B^0 à l'instant t , l'autre doit forcément être dans l'état \bar{B}^0 au même instant. Cette corrélation existe tant que l'un des deux mésons ne s'est pas désintégré.

Après désintégration du premier méson B neutre, l'autre évolue et peut changer de saveur avant de se désintégrer à l'instant t_2 . La saveur du premier méson qui

se désintègre détermine, à l'instant t_1 de sa désintégration, la saveur du deuxième méson. Ainsi, il faut étudier l'évolution du deuxième méson non pas en fonction du temps t depuis sa production mais en fonction de $\Delta t = t_2 - t_1$ qui est la durée pendant laquelle il évolue seul. On peut également faire le raisonnement dans le sens inverse, c'est à dire trouver la saveur du deuxième méson qui se désintègre. A ce moment là, Δt est négatif. (35) devient alors :

$$\Gamma(B^0 \rightarrow f, \Delta t) = \frac{\Gamma_B}{4} e^{-\Gamma_B |\Delta t|} [1 + \sin(2\beta) \sin(\Delta m_B \Delta t)] \quad (36)$$

Le taux de désintégration d'un méson dans l'état \bar{B}^0 est donné par :

$$\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f, \Delta t) = \frac{\Gamma_B}{4} e^{-\Gamma_B |\Delta t|} [1 - \sin(2\beta) \sin(\Delta m_B \Delta t)] \quad (37)$$

On voit que la différence entre les deux taux de désintégration est proportionnelle à $\sin(2\beta)$ mais que s'il n'y a pas de mélange entre B^0 et \bar{B}^0 (c'est à dire si $\Delta m_B = 0$), les deux taux sont égaux et la violation de CP n'existe pas dans cette désintégration.

La figure 6 représente les taux de désintégration en fonction de Δt d'un méson dans l'état B^0 au moment de la désintégration de l' $\Upsilon(4S)$ et d'un méson dans l'état \bar{B}^0 , pour une valeur de $\sin(2\beta)$ égale à 0,59.

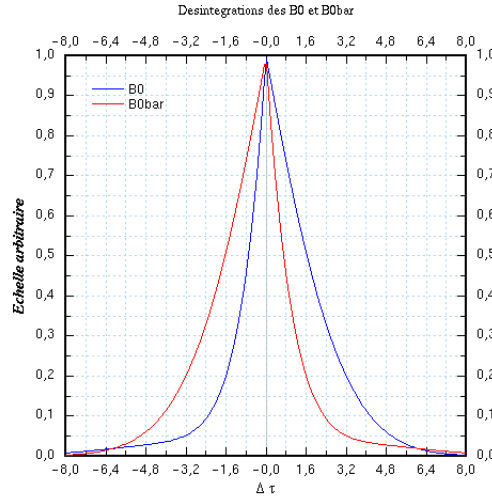


FIG. 6 – Taux de désintégration d'un B^0 et d'un \bar{B}^0 vers un état propre de CP

Le principe expérimental de la mesure de $\sin(2\beta)$ par les usines à B est schématisé sur la figure 7 et se compose de trois étapes principales qui imposent des contraintes sur les performances du détecteur BABAR :

1. **Reconstruire un B neutre dans un mode état propre de CP** : les modes f_{CP} utilisés lors des premières mesures de $\sin(2\beta)$ sont [20] : $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$, $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K_S^0$, $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ qui a une valeur propre de CP opposée. Ces modes ont des taux de branchement faibles. Il est donc nécessaire de produire une grande quantité de mésons B pour avoir un nombre suffisant de B neutres reconstruits.

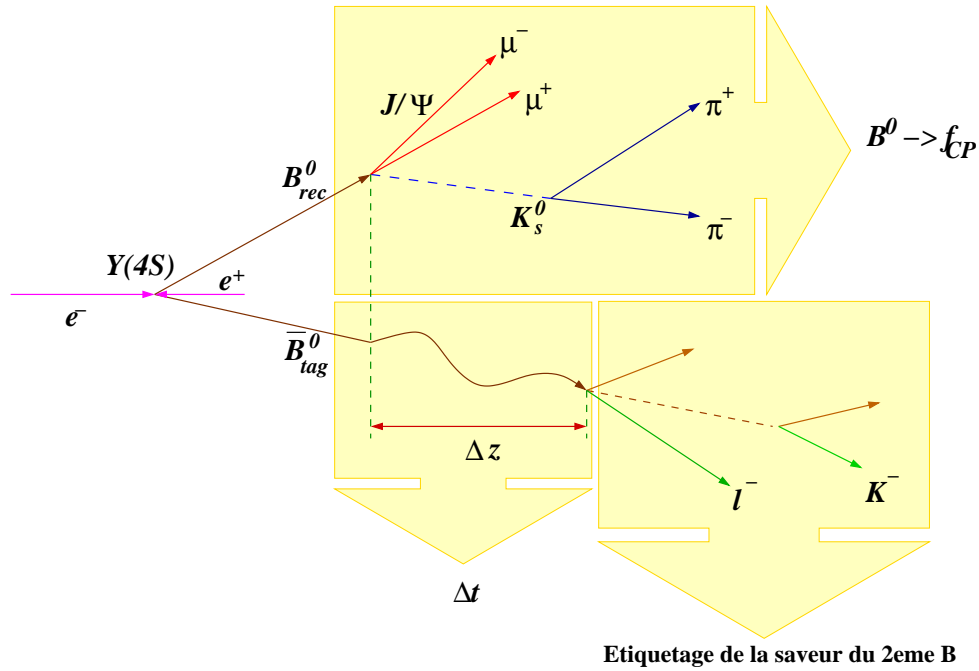


FIG. 7 – Principe de la mesure de $\sin(2\beta)$

2. **Identifier la saveur du deuxième B neutre de l'événement** : la saveur du second B de l'événement est déterminée à partir de ses produits de désintégration. Les désintégrations les plus probables d'un quark b sont $b \rightarrow cW^-$. Ensuite le W^- se désintègre préférentiellement en $\bar{u}d$, $\bar{c}s$ et $\ell^- \bar{\nu}_\ell$. Les transitions $b \rightarrow c\bar{u}d$ engendrent des mésons D^0 ou D^+ qui produisent souvent des K négatifs en se désintégrant. Les transitions $b \rightarrow c\ell^- \bar{\nu}_\ell$ produisent, elles, des leptons chargés négativement et aussi des mésons D^0 ou D^+ . Ainsi, la saveur du méson B neutre se détecte à partir de la charge de kaons et de leptons identifiés : les \bar{B}^0 donnent des leptons ou kaons chargés nég-

tivement et les B^0 des leptons ou kaons chargés positivement. Les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ sont plus problématiques puisqu'elles peuvent s'hadroniser en $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ et donc donner deux mésons D de charme opposé qui peuvent se désintégrer l'un en donnant un K^+ et l'autre un K^- , ce qui est une source d'erreur dans l'étiquetage de la saveur.

3. **Mesurer le temps Δt entre les deux désintégrations** : les points de désintégration des deux mésons sont déterminés pour pouvoir calculer la distance Δz les séparant. La différence de temps est ensuite donnée par :

$$\Delta t \simeq \frac{\Delta z}{\langle \beta \gamma_B \rangle c} \quad (38)$$

Ainsi, les performances requises pour le détecteur pour mesurer de la meilleure façon possible $\sin(2\beta)$ sont :

- Reconstruire avec une grande acceptance et une grande efficacité les particules chargées et neutres pour des impulsions allant de 60 MeV/c (20 MeV/c pour les photons) à 5 GeV/c, et ceci pour reconstruire une grande variété de modes de désintégration contenant éventuellement un ou plusieurs photons ou π^0 .
- Déterminer avec une grande précision les points de désintégration des particules pour pouvoir mesurer Δz avec une précision de l'ordre de 150 μm (et de 80 μm sur la coordonnée z des B complètement reconstruits).
- Identifier leptons et kaons avec une grande efficacité et pureté, en particulier être capable de distinguer les pions des kaons jusqu'à des impulsions d'environ 4 GeV/c, pour pouvoir étiqueter les mésons B .

BABAR a mesuré $\sin(2\beta)$ avec les données enregistrées pendant ses deux premières années de fonctionnement et obtenu le résultat suivant :

$$\sin(2\beta) = 0,59 \pm 0,14(\text{stat}) \pm 0,05(\text{syst}) \quad (39)$$

qui établit pour la première fois de façon certaine la violation de CP dans le secteur des mésons B^0 .

Le chapitre 1 présente les performances de l'accélérateur PEP-II et du détecteur BABAR. Le chapitre 2 expose une méthode originale basée sur l'utilisation des interactions secondaires dans la matière du détecteur, pour estimer les échelles de longueur du détecteur qui sont importantes pour mesurer en particulier $\sin(2\beta)$ ou les paramètres du mélange des B^0 .

Le taux de charme et les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$

La violation de CP et la matrice CKM sont très liées. Pour avoir une vue complète de la violation de CP , il faut non seulement connaître les angles du triangle d'unitarité mais aussi les longueurs des côtés qui sont déterminées par les modules des coefficients de la matrice.

Les valeurs actuelles expérimentales des modules des coefficients de la matrice CKM sont, en utilisant les contraintes d'unitarité [21] :

$$\begin{pmatrix} 0,974\,7 \pm 0,000\,8 & 0,223\,7 \pm 0,003\,3 & 0,003\,6 \pm 0,000\,4 \\ 0,223\,7 \pm 0,003\,3 & 0,973\,8 \pm 0,000\,8 & 0,040\,6 \pm 0,001\,9 \\ 0,007\,6 \pm 0,000\,7 & 0,04 \pm 0,001\,9 & 0,999\,2 \pm 0,000\,1 \end{pmatrix} \quad (40)$$

La grande majorité des quarks b se désintègre en un quark c puisque le rapport $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ est petit. Pendant longtemps, le nombre de hadrons charmés produits par les désintégrations des mésons B et le taux de branchement semi-leptonique des B étaient difficiles à expliquer simultanément. Une explication possible était que la transition $b \rightarrow c\bar{c}s$ a un taux de branchement plus élevé que ce qui était observé [22], ainsi qu'il sera expliqué plus en détail dans le chapitre 4.

Jusqu'en 1995, on pensait que les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ donnent principalement lieu à des modes contenant des $D_s^{(*)} = \bar{c}s$: $\bar{B} \rightarrow X D_s^{(*)-}$ mais il a été fait l'hypothèse [23] que $b \rightarrow c\bar{c}s$ peuvent aussi s'hadroniser en $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K^{(*)}$, comme le montre le diagramme de la figure 8.

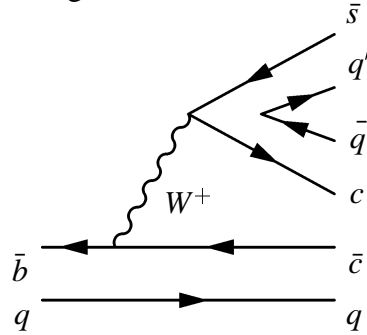


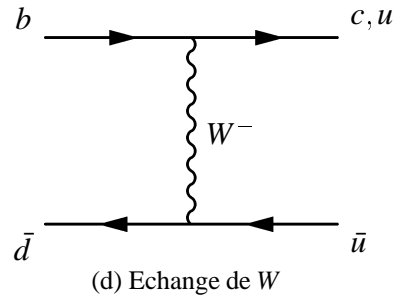
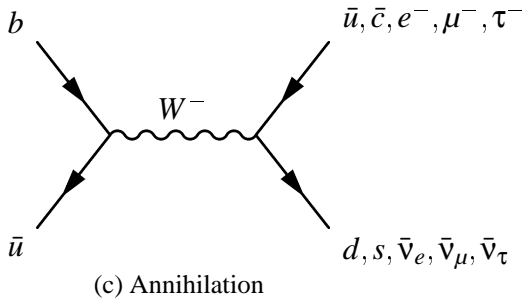
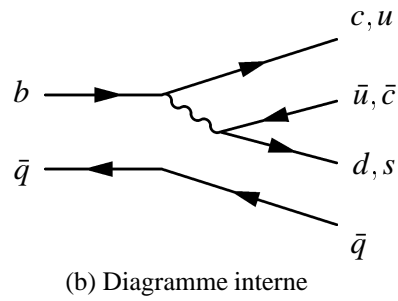
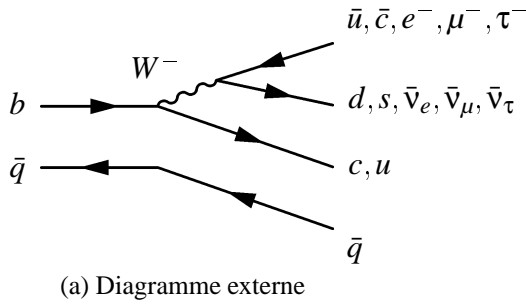
FIG. 8 – Exemple de désintégration $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$

Bien que l'existence de ces modes de désintégration ait été établie [24], aucune mesure de tous les taux de branchement possibles n'a été effectuée. Un taux de branchement total de l'ordre de 8 % pourrait expliquer complètement la production de mésons D de mauvais charme (c'est à dire $b \rightarrow \bar{c}X$) dans les désintégrations des mésons B .

Les chapitres 3 et 4 détaillent les méthodes utilisées pour reconstruire de façon exclusive les modes de désintégration $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ avec l'expérience BABAR. Les motivations de l'analyse seront développées plus en détails et les résultats des mesures des taux de branchement des différents modes possibles, dont certains sont observés pour la première fois seront donnés dans le chapitre 4.

Les désintégrations des mésons B

Le quark b est le quark le plus lourd qui peut se trouver dans des hadrons. Il peut se désintégrer par interaction faible vers tous les autres types de quarks (sauf t) ou de leptons. Les mésons B présentent une très grande variété de modes de désintégration. La figure 9 représente les différents processus impliqués dans les désintégrations des mésons B .



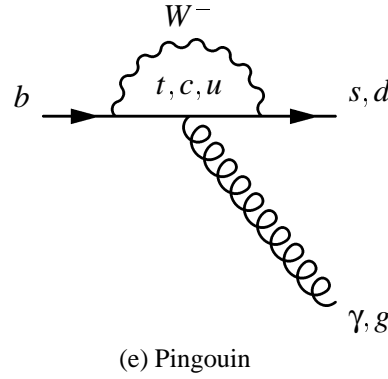


FIG. 9 – Différents types de désintégration des mésons B

Les désintégrations contenant des mésons $D^{(*)}$ se produisent en grande majorité par les processus 9 (a) et (b). Les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} h^-$ où $h^- = \pi^-, \rho^-$ ou a_1^- par exemple font intervenir un diagramme externe, les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ un diagramme interne et les désintégrations $B^- \rightarrow D^{(*)0} h^-$ la somme des deux types de diagrammes. Les deux processus contribuant à la désintégration des B chargés (dans le cas des désintégrations en deux corps, seuls les mésons B chargés peuvent se désintégrer à la fois par diagrammes internes et externes vers le même état final) peuvent avoir des phases différentes et interférer entre eux.

Les théories de factorisation utilisées pour décrire les désintégrations hadroniques des mésons B prédisent que la phase entre diagrammes internes et externes est indépendante des états finaux de désintégration.

Les récentes mesures des taux de branchement des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \pi^0$ obtenues par les collaborations CLEO [25] et BELLE [26] ont mis à mal cette conclusion et ont mis en évidence des phases importantes entre les diagrammes externes et internes [27].

Les modes de désintégration $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ font intervenir les trois types de désintégrations : externes, internes et la somme des deux processus. Ils fournissent donc un type de désintégration supplémentaire pour l'étude des interférences entre ces diagrammes et pour l'étude des théories de factorisation.

De plus, dans le cas des $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$, les trois types de désintégrations se trouvent dans les B neutres seuls et dans les B chargés seuls. Ils permettent donc de réaliser ces études avec le même type de quark spectateur.

Enfin, certains modes désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K : B^0 \rightarrow D^+ D^- K_S^0, B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0$ et $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ sont des combinaisons d'états propres de CP et pourraient être utilisés, s'ils ont des taux de branchement assez élevés, pour me-

sur les paramètres $\sin(2\beta)$ et $\cos(2\beta)$ [28, 29, 30].

CHAPITRE 1

Le détecteur BABAR

L'expérience BABAR étudie principalement la production et les désintégrations des mésons B produits dans les collisions entre un faisceau d'électrons et un faisceau de positrons. Le collisionneur, appelé PEP-II, se situe sur le site du STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER (SLAC) en Californie.

Le collisionneur PEP-II et le détecteur BABAR ont été conçus dans l'optique d'étudier la violation de CP dans le système des B . En particulier, l'accélérateur est asymétrique, c'est à dire qu'il fournit aux électrons et aux positrons des impulsions différentes, afin que les points de désintégration des mésons B soient suffisamment espacés pour que leur distance puisse être mesurée.

Les performances du détecteur ont aussi été optimisées dans les mêmes buts. L'analyse de la violation de CP demande de pouvoir mesurer de manière très précise la différence de temps de vol des deux mésons B^0 d'un événement. De plus, un des deux mésons B n'étant pas complètement reconstruit, le détecteur doit être capable d'identifier avec une grande efficacité les particules issues de sa désintégration pour étiqueter sa saveur, en cherchant à identifier un e^+ , un μ^+ ou un K^+ .

Le détecteur BABAR est construit autour du point de collision de PEP-II. Il se compose de cinq sous-détecteurs complémentaires entre eux, chacun dédié à une tâche bien précise [31].

Au plus proche de la région d'interaction se trouve le détecteur de vertex en silicium, SVT, qui permet de déterminer précisément les points de désintégration des particules en reconstruisant les trajectoires des traces à des rayons proches du centre du détecteur. Au delà se situe la chambre à dérive, DCH, dont la fonction est d'assurer la reconstruction et l'identification des traces chargées. Puis vient le détecteur à effet Cherenkov, DIRC, qui permet aussi d'identifier la nature des traces chargées, le calorimètre électromagnétique, l'EMC, qui réalise la reconstruction des photons et l'identification des électrons et des K_L^0 . Enfin, le retour de champ instrumenté, IFR, fournit un moyen d'identifier les muons et les K_L^0 .

La figure 1.1 représente schématiquement le détecteur BABAR ainsi que la disposition des sous-détecteurs :

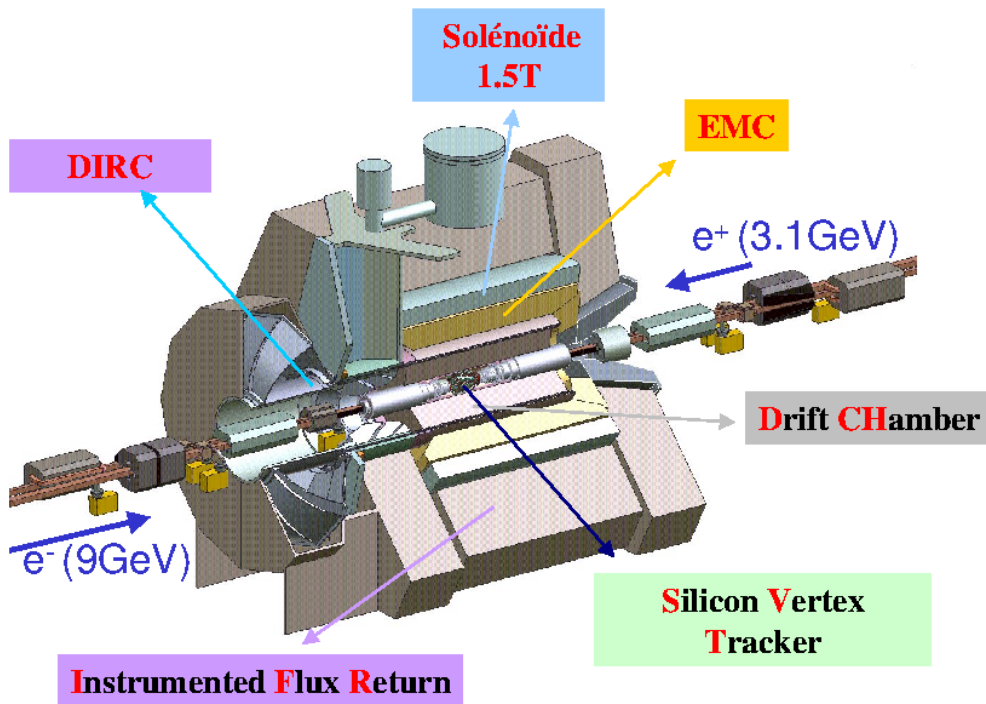


FIG. 1.1 – Schéma du détecteur BABAR

1.1 Le collisionneur PEP-II

Le collisionneur PEP-II (« Positron Electron Project ») permet de faire se rencontrer des électrons d'impulsion 9 GeV/c avec des positrons d'impulsion 3,1 GeV/c.

L'accélérateur de SLAC est un accélérateur linéaire de longueur totale 3 km. Les faisceaux de positrons et d'électrons sont accélérés dans les mêmes LINAC (portion d'accélérateur linéaire). Chaque faisceau est ensuite injecté dans une portion circulaire, les anneaux de stockage, avec des sens de parcours différents, pour que les deux puissent entrer en collision au niveau du détecteur BABAR, au point appelé IR-2. La figure 1.2 montre la disposition de l'accélérateur et du point de collision des faisceaux :

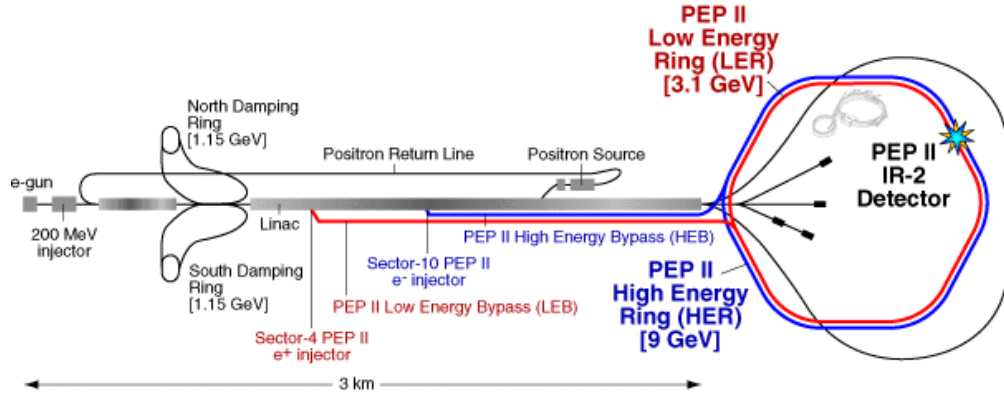


FIG. 1.2 – Accélérateur PEP-II

Les électrons sont produits par effet thermoélectrique dans un canon à électrons au début de l'accélérateur. Les faisceaux de positrons sont formés en extrayant une partie des électrons du faisceau et en les envoyant sur une cible de tungstène. Les positrons ainsi produits sont conduits par une ligne parallèle vers le début du LINAC pour être accélérés comme les électrons. Après avoir parcouru quelques dizaines de mètres dans la partie linéaire de l'accélérateur, les positrons ou les électrons qui sont regroupés par paquets, passent dans des anneaux de nettoyage où les particules, qui perdent une partie de leur énergie par effet synchrotron ont leurs vecteurs impulsion qui s'alignent, permettant ainsi d'avoir des faisceaux moins dispersés et d'impulsion mieux définie.

Le tableau 1.1 résume les propriétés principales des faisceaux circulant dans PEP-II :

Impulsion	9 GeV/c (e^-) / 3,1 GeV/c (e^+)
Courant	0,9 A (e^-) / 1,5 A (e^+)
Nombre de paquets	553 à 829
Espacement entre paquets	6,3 à 10,5 ns
Dimensions de la zone d'interaction :	
Suivant O_x	120 μm
Suivant O_y	5,6 μm
Suivant O_z	8,5 mm
Luminosité	$4 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

TAB. 1.1 – Caractéristiques effectives de l'accélérateur

Les collisions se produisent avec une énergie dans le centre de masse $e^+ - e^-$ égale à la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$ qui est la première résonance $b\bar{b}$ de masse supérieure à la somme des masses des mésons B : $m(\Upsilon(4S)) = 10,58 \text{ GeV}/c^2$ et $m(B) + m(\bar{B}) = 10,56 \text{ GeV}/c^2$. Le tableau 1.2 donne les sections efficaces de production des différents modes possibles, pour une énergie \sqrt{s} valant la masse de l' $\Upsilon(4S)$:

Mode	section efficace (en nb)
$b\bar{b}$	1,05
$c\bar{c}$	1,3
$s\bar{s}$	0,35
$u\bar{u}$	1,39
$d\bar{d}$	0,35
$\tau^+\tau^-$	0,94
$\mu^+\mu^-$	1,16
e^+e^-	40

TAB. 1.2 – Sections efficaces $e^+ - e^-$ pour $\sqrt{s} = m(\Upsilon(4S))$

Pour pouvoir étudier plus facilement le bruit de fond dû aux désintégrations vers des états autres que $b\bar{b}$, des événements sont aussi enregistrés en dehors de la résonance, avec une énergie dans le centre de masse du système $e^+ - e^-$ inférieure de 40 MeV à la masse de l' $\Upsilon(4S)$. A cette énergie, la désintégration vers une paire de mésons B n'est plus possible ($\Gamma(\Upsilon(4S)) \simeq 14 \text{ MeV}/c^2$). Ces données sont appelées données « OFF Peak » et représentent 10 % des données enregistrées sur la résonance (ou « ON Peak »).

La haute luminosité de PEP-II permet d'obtenir un très grand nombre de mésons B . De plus, une grande efficacité dans le fonctionnement de l'accélérateur et du détecteur est recherchée. Ainsi, les données enregistrées par le détecteur sont divisées en périodes, appelées « run », d'une durée de 2 heures environ pendant lesquelles les conditions de fonctionnement (position du point d'interaction, alignement des détecteurs, ...) sont considérées comme stables.

Pour pouvoir garder une haute luminosité, tout en essayant d'avoir une prise de données continue, des électrons et des positrons sont réinjectés dans les faisceaux toutes les 45 ou 50 minutes. Il faut en principe 2 à 3 minutes pour effectuer cet ajout ; pendant ce laps de temps, le détecteur n'enregistre plus de données. Lorsque les faisceaux sont perdus il faut alors attendre 15 à 20 minutes pour les remplir complètement.

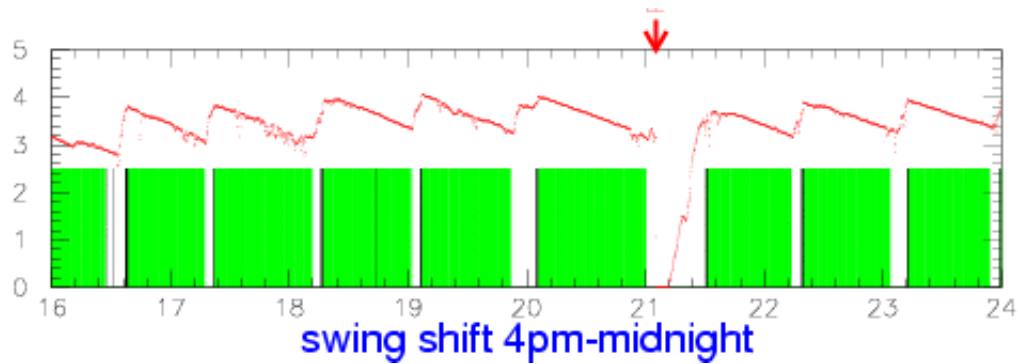


FIG. 1.3 – *Activité typique lors de la prise de données par BABAR*

La figure 1.3 montre l'activité de l'accélérateur et du détecteur en fonction du temps, pendant une période de 8 heures. On voit que la luminosité, indiquée par une courbe continue et se référant à l'échelle sur la gauche, graduée en unités $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, est maintenue à un niveau élevé grâce à cette technique de remplissage. Les périodes pendant lesquelles le détecteur prend effectivement des données sont indiquées par des rectangles pleins ; les temps morts sont peu nombreux et correspondent aux remplissages des anneaux.

Le tableau 1.3 présente les meilleures performances obtenues par l'expérience, en ce qui concerne la prise de données, au 1^{er} décembre 2001, pour des périodes continues de 8 heures, 24 heures, une semaine et un mois :

Luminosité de pic maximale	$4,51 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
Luminosité intégrée maximale :	
sur une période de 8 heures	$104,7 \text{ pb}^{-1}$
sur une journée	$303,4 \text{ pb}^{-1}$
sur une semaine	$1\,758 \text{ pb}^{-1}$
sur un mois	$6\,349 \text{ pb}^{-1}$

TAB. 1.3 – *Performances de l'expérience BABAR*

Finalement, la figure 1.4 montre l'évolution de la quantité de données enregistrées, sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et hors résonance, depuis le début du fonctionnement de l'expérience.

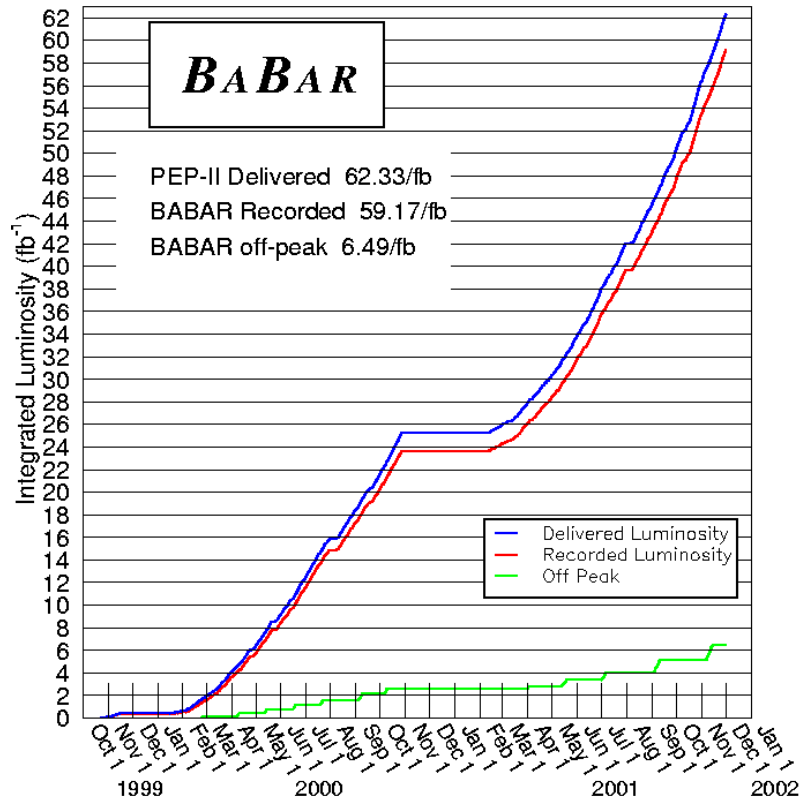


FIG. 1.4 – Quantité de données enregistrées par l'expérience BABAR

1.2 La région d'interaction

1.2.1 La focalisation des faisceaux

Pour fonctionner à très haute luminosité, les faisceaux doivent être fortement focalisés lorsqu'ils se rencontrent pour essayer de rendre la zone de collision la plus confinée possible. Ceci est réalisé grâce à des aimants permanents, deux quadripôles (appelés Q1) et deux dipôles (B1), qui sont placés à proximité du point de collision. Les dipôles B1, qui sont les aimants les plus proches du point d'interaction, ne sont placés qu'à 21 cm de part et d'autre des collisions et sont donc dans le volume du détecteur.

Ces aimants sont fixés sur un support de 4,5 m de long, servant également d'appui au détecteur en silicium et au tube à vide. Le tube à vide permet de faire

régner le vide au niveau de la zone d'interaction. Il a un rayon d'environ 2,5 cm et est composé de béryllium. De l'eau coule dans les parois du tube pour le refroidir. En effet, il est soumis aux radiations émises par le faisceau (les radiations synchrotron par exemple) et, étant données les fortes intensités des courants de particules circulant dans l'accélérateur, il s'échauffe rapidement. La géométrie du tube à vide sera décrite en plus amples détails dans le chapitre suivant.

La figure 1.5 représente la disposition des aimants permanents B1 et Q1 dans le détecteur. Un des aimants B1 est repéré par le terme « BH1 Magnet » et un aimant Q1 par « QD1 Magnet ». « Silicon Vertex Tracker » désigne le détecteur en silicium. On voit qu'ils se situent entièrement dans le détecteur et dans le champ magnétique du solénoïde.

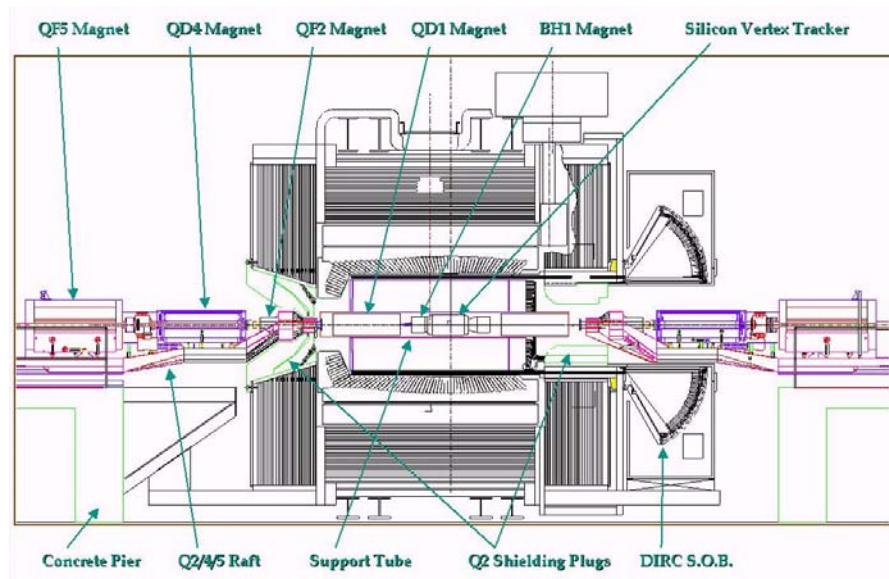


FIG. 1.5 – Disposition des éléments de la région d'interaction

1.2.2 Définition du système de coordonnées BABAR

Le référentiel de l'expérience est un trièdre direct dont les axes sont définis ainsi (voir aussi Fig.1.6) :

- L'axe z est l'axe de la chambre à fils et est dirigé dans le même sens que le faisceau d'électrons (HER). L'axe de collision fait un angle de 19 mrad avec l'axe z . L'axe du champ magnétique du solénoïde n'est pas aligné avec l'axe Oz mais a un angle de quelques mrad.

- L'axe y est vertical et pointe vers le haut.
- L'axe x est dans le plan horizontal et dans une direction opposée au centre des anneaux de stockage de PEP-II.

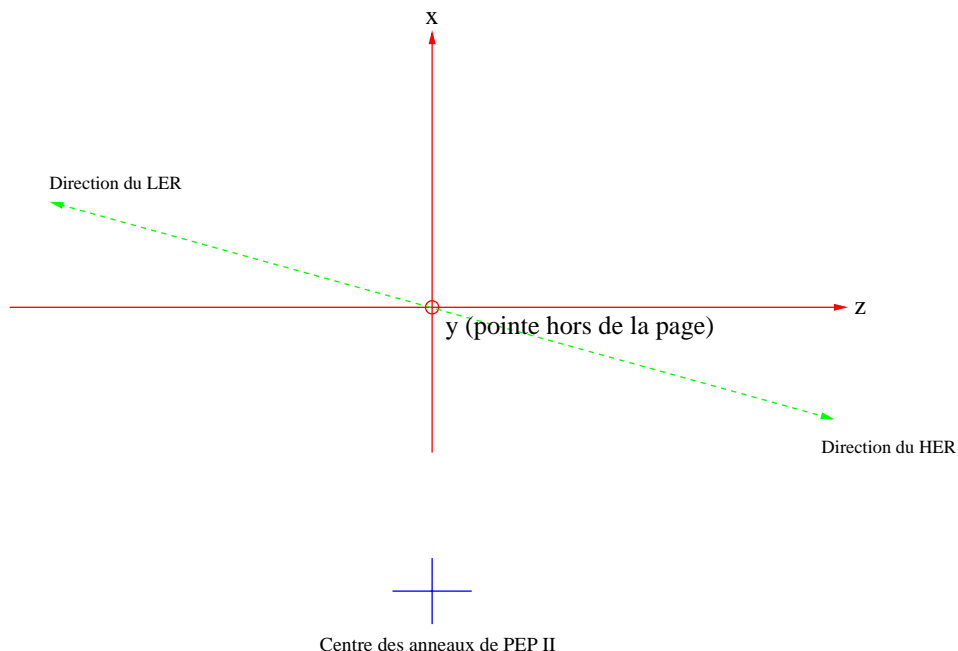


FIG. 1.6 – *Référentiel de BABAR*

1.2.3 Paramètres du point d'interaction

La connaissance de l'énergie des faisceaux et de la direction des particules les composant est essentielle pour l'analyse des données. Cette énergie, par exemple, est utilisée à la place de l'énergie reconstruite des particules dans le cas des reconstructions exclusives des mésons B car elle est plus précise.

L'énergie des faisceaux est déterminée en connaissant l'intensité du champ magnétique qu'il faut produire pour que leur trajectoire reste dans les anneaux circulaires de l'accélérateur [32]. L'énergie d'un des faisceaux relativement à l'autre est connue avec une précision de 1 MeV. Pour s'assurer que les collisions ont bien lieu à une énergie correspondant à la masse du $\Upsilon(4S)$, le rapport d'événements hadroniques $b\bar{b}$ au nombre d'événements l^+l^- est calculé. Cette quantité varie de 2,5 % lorsque l'énergie dans le centre de masse $e^+ - e^-$ change de 2 MeV par rapport à la masse du $\Upsilon(4S)$ permettant ainsi de maintenir l'énergie absolue des faisceaux

constante. Enfin, les distributions en énergie des électrons et des positrons suivent une loi gaussienne d'écart type valant respectivement 5,3 et 2,5 MeV.

La direction de l' $\Upsilon(4S)$, dans le référentiel de l'usine à B , est déterminée en utilisant des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ [33]. Typiquement, le vecteur de poussée du système, $\vec{\beta}$, a une norme $\beta = 0,485$ (c'est à dire $\beta\gamma = 0,55$). Il est dirigé essentiellement selon l'axe Oz . Il fait un angle pratiquement nul avec l'axe Oz dans le plan $y-z$ et un angle d'environ -20 mrad dans le plan $x-z$. L'incertitude obtenue sur l'angle est d'environ 1 mrad, c'est à dire contribue à une incertitude de 300 keV/c² sur la masse des mésons B .

En outre, le calcul du temps de vie des particules comme celui des mésons D , par exemple, requiert de connaître le point de collision des faisceaux qui est l'endroit de production des D utilisés. Le point de collision est calculé en utilisant des événements avec uniquement deux traces comme $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ou bien $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ [34]. Cependant l'algorithme donne un point moyen mais comme la région d'interaction a une étendue non négligeable, surtout en z , il permet aussi d'obtenir la largeur dans les trois directions de la zone d'interaction.

La figure 1.7 donne la position en fonction du temps du point de collision (à gauche) ainsi que l'étendue de la zone (à droite). On remarque que la région d'interaction est beaucoup plus étendue selon l'axe Oz que selon les autres axes.

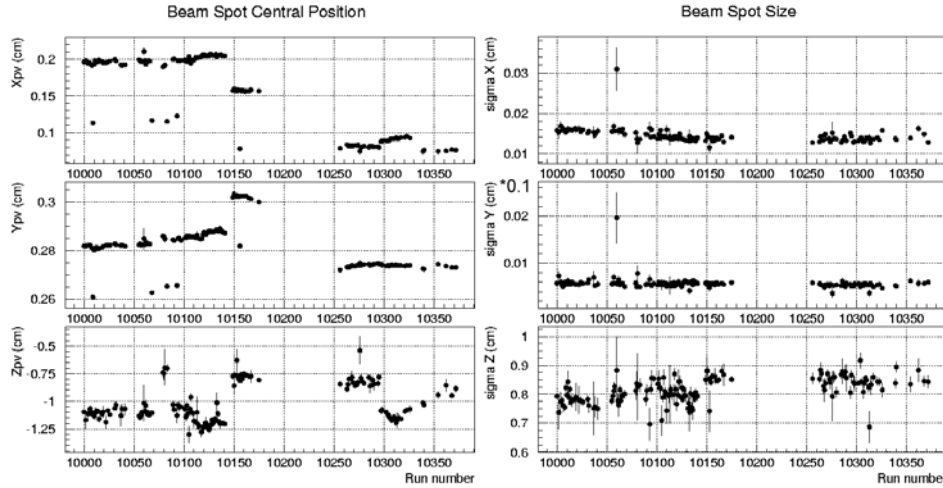


FIG. 1.7 – Position (à gauche) et étendue (à droite) de la région d'interaction

La zone d'interaction est habituellement déplacée par rapport à l'origine de 2 mm selon l'axe Ox , 3 mm selon l'axe Oy et -1 cm selon l'axe Oz .

Ces quantités sont calculées en ligne, toutes les deux heures en moyenne ; on a pu constater, en effet, qu'elles varient au cours du temps. Elles dépendent des conditions de fonctionnement de l'accélérateur au moment de l'injection, de l'alignement des détecteurs aussi. Les paramètres sont enregistrés dans une base de données qui est accessible au moment du traitement des données pour la reconstruction et l'analyse.

Enfin, la luminosité et le nombre de mésons B produits, doivent aussi être déterminés avec précision. Ce sont ces quantités qui permettent d'extraire des taux de branchement des mesures effectuées sur des canaux de désintégration spécifiques. La luminosité est obtenue en reconstruisant des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ et $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ dont les sections efficaces théoriques sont connues avec une grande précision [35]. Cette méthode permet de connaître la luminosité avec une incertitude de 1%. Le nombre de $\Upsilon(4S)$ produits est calculé en estimant le rapport du nombre de désintégrations hadroniques au nombre de désintégrations en paires $\mu^+\mu^-$ et en le comparant pour des ensembles de données enregistrées sur et hors résonance. L'excès de désintégrations hadroniques observé sur la résonance provient uniquement de la production d' $\Upsilon(4S)$. Le nombre de paires $b\bar{b}$ produites, donc de mésons B , est ainsi connu avec une erreur systématique de 1,6 % [36].

1.3 Le détecteur en silicium

La reconstruction des traces chargées, qui permet de déterminer l'impulsion des particules ainsi que leur provenance, est réalisée dans les deux premiers sous-détecteurs, le détecteur en silicium (SVT) et la chambre à dérive (DCH).

Le détecteur en silicium a été conçu principalement pour mesurer les trajectoires des traces chargées près du point de collision, au delà du tube à vide, dans un volume compris entre des rayons de 3 et 15 cm autour de l'axe de collision. La proximité des faisceaux implique que ce détecteur doit pouvoir résister aux radiations émises.

C'est le détecteur en silicium qui mesure principalement les paramètres d'impact des traces chargées, d_0 qui est la distance entre le point le plus proche de l'origine O des coordonnées et O dans le plan $x-y$ et z_0 l'équivalent le long de l'axe Oz . Il doit donc fournir des mesures précises dans les directions parallèle et perpendiculaire à l'axe de collision. En résumé, ce sous-détecteur permet d'obtenir l'information sur l'angle des traces mais doit aussi être capable de reconstruire seul la trajectoire des traces d'impulsions comprises entre 50 et 120 MeV/c qui,

à cause de leur courbure dans le champ magnétique de 1,5 T, n'atteignent pas la chambre à fils, comme c'est le cas pour la majorité des π chargés provenant de la désintégration des D^{*+} .

1.3.1 Principe de fonctionnement

Le détecteur en silicium est composé [31, 37, 38] de 5 couches de modules dont les deux faces contiennent des détecteurs en silicium. Les trois premières couches comportent 6 modules disposés selon un hexagone, la quatrième couche comprend 16 modules et la dernière 18. Cette géométrie a été choisie pour minimiser la quantité de silicium tout en gardant une couverture angulaire optimale. La figure 1.8 montre la disposition des couches dans le plan perpendiculaire au faisceau.

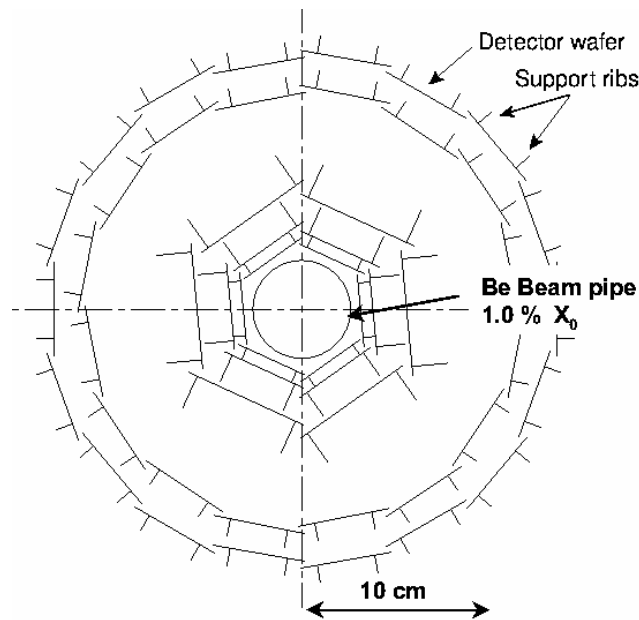


FIG. 1.8 – Disposition des modules de détecteur du détecteur en silicium dans le plan $x-y$

Le détecteur en silicium s'étend sur une longueur de 70 cm et a un volume de détection actif couvrant les angles polaires par rapport au faisceau, dans le référentiel de l'usine à B, $20,1^\circ < \theta < 150,2^\circ$. La figure 1.9 schématise la géométrie du détecteur en silicium selon l'axe du faisceau. Les modules sont fixés à leurs extrémités sur un cône en fibres de carbone qui contient également les câbles

d'alimentation des modules, les câbles de lecture ainsi que de l'eau pour refroidir le détecteur. On peut aussi remarquer que le détecteur est asymétrique : il est plus étendu dans la direction des électrons. Cela est imposé par l'asymétrie de l'accélérateur et permet ainsi de récupérer plus de produits de désintégration qui, à cause de la poussée fournie à l' $\Upsilon(4S)$, partent préférentiellement vers l'avant.

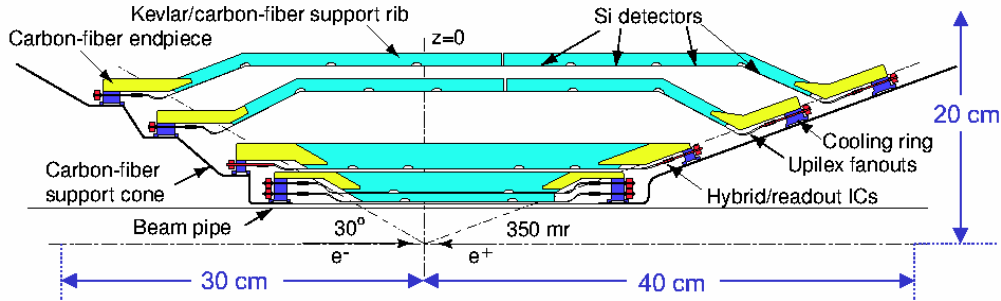


FIG. 1.9 – Disposition des modules de détection du détecteur en silicium selon l'axe Oz

Les détecteurs placés sur l'extérieur des couches sont orientés parallèlement au faisceau et mesurent les coordonnées z alors que ceux de la face interne sont placés perpendiculairement et permettent d'obtenir les coordonnées x et y .

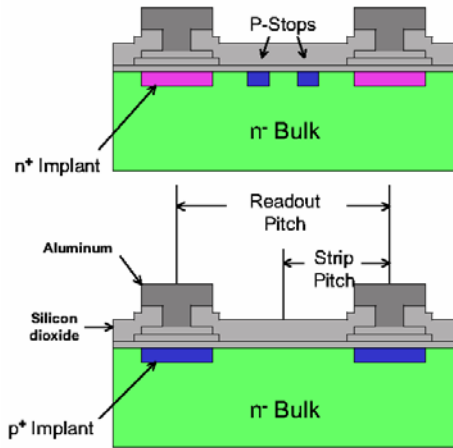


FIG. 1.10 – Schéma des faces opposées des détecteurs de silicium

Les détecteurs sont constitués d'une couche de silicium d'épaisseur $300 \mu\text{m}$ qui présente deux faces différentes. Le substrat est dopé n et des petites pistes

dopées p^+ et n^+ sont placées sur les faces opposées. Une tension d'une vingtaine de volts est appliquée entre les zones p^+ et n^+ . Une particule chargée traversant le silicium crée des paires électron-trou. L'électron migre vers la petite zone n^+ et le trou vers la zone p^+ . Le courant ainsi créé est récupéré sur des électrodes en aluminium permettant de repérer le trajet des particules dans le détecteur. La figure 1.10 montre schématiquement la disposition des milieux dans les détecteurs et sur chacune de leurs faces.

Le détecteur en silicium est un sous-détecteur crucial pour les analyses de violation de CP menées avec BABAR, et ses performances sont à la hauteur de celles qui étaient requises. Le tableau 1.4 résume les principales performances obtenues par le détecteur en silicium lors de la reconstruction des traces :

Efficacité de détection du passage d'une particule chargée	97 %
Précision sur la position de point de passage d'une particule chargée :	
Coordonnées z	de 15 à 50 μm
Coordonnées ϕ	de 15 à 35 μm

TAB. 1.4 – Performances du détecteur en silicium

Les coordonnées z désignent les mesures effectuées par les détecteurs placés parallèlement au faisceau et les coordonnées ϕ celles données par les détecteurs perpendiculaires.

1.3.2 Identification de particules

Le détecteur en silicium sert également à identifier les particules chargées et est le seul sous-détecteur à donner une information d'identification pour les particules d'impulsion inférieure à 120 MeV/c. Pour cela, la charge électrique déposée par la particule lors de son passage dans le silicium est calculée et lorsque la trace a donné plus de 4 points de mesure dans le détecteur, une valeur de dE/dx est associée à cette particule comme étant la charge totale déposée, divisée par le chemin parcouru dans le silicium. Pour des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ bien identifiés, la résolution obtenue sur le dE/dx est environ de 15 %, c'est à dire une résolution double de celle obtenue avec la chambre à fils.

Le dE/dx mesuré par le détecteur en silicium suit la loi de Bethe-Bloch. En fonction de l'impulsion de la particule, la valeur théorique du dE/dx est (une

forme simplifiée de la loi de Bethe-Bloch est utilisée) :

$$(dE/dX)_{Svt} = a_1 \frac{a_2 - \left(\frac{p}{E}\right)^2 - \text{Log}(a_3 + (\beta\gamma)^{a_4})}{\left(\frac{p}{E}\right)^{a_5}} \quad (1.1)$$

L'erreur relative associée à la mesure est constante et égale à 10 %. Ce paramètre est déterminé pour des particules de petit β , c'est à dire dans la zone où la séparation entre particules de types différents est la plus grande et où pratiquement le dE/dx est utilisable.

$$\sigma(dE/dX)_{Svt} = \frac{(dE/dX)_{Svt}}{10} \quad (1.2)$$

La figure 1.11 montre le dE/dx en fonction de l'impulsion p des particules avec en superposition les courbes théoriques données par l'équation (1.1) pour les hypothèses de particules électron, muon, pion, kaon, proton et deutérium.

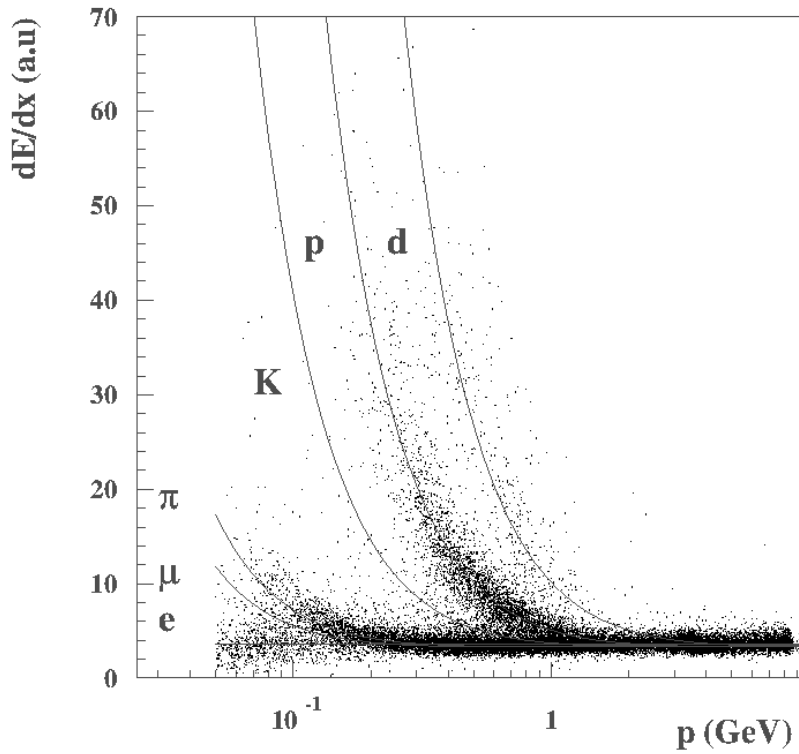


FIG. 1.11 – dE/dx mesuré par le détecteur en silicium et courbes théoriques pour les hypothèses e^+ , μ^+ , π^+ , K^+ , p et d

1.4 La chambre à fils

La chambre à fils ou DCH est le second détecteur permettant la reconstruction des traces chargées. Ce sous-détecteur est situé autour du détecteur en silicium, entre des rayons de 24 et 80 cm. Ayant un volume plus grand, il a une grande importance dans la détermination précise des impulsions des particules évoluant dans le champ magnétique mais il faut que les particules aient une impulsion supérieure à 120 MeV/c pour pouvoir être mesurées de manière correcte.

La chambre à fils doit également être capable de mesurer la position des traces, dans toutes les directions de l'espace, pour pouvoir trouver les points de désintégration des particules qui ont des grands temps de vie comme les K_S^0 , les Λ ou les Ξ^- par exemple. Si la particule se désintègre hors du volume de détection du détecteur en silicium, la chambre à fils reconstruira seule, dans les 3 dimensions d'espace, son point de désintégration.

1.4.1 Principe de fonctionnement de la chambre à fils

La chambre à fils est un cylindre de 3 m de long composé de 40 rangées de cellules de dérive à géométrie hexagonale permettant chacune d'obtenir la mesure d'une position et d'une quantité de charge déposée. Le volume de la chambre est rempli d'un gaz mélange d'hélium (80 %) et d'isobutane (20 %), mélange gazeux choisi en partie pour sa grande longueur d'interaction, limitant ainsi les interactions secondaires qui sont le facteur limitant la précision des mesures d'impulsion aux énergies que l'on considère.

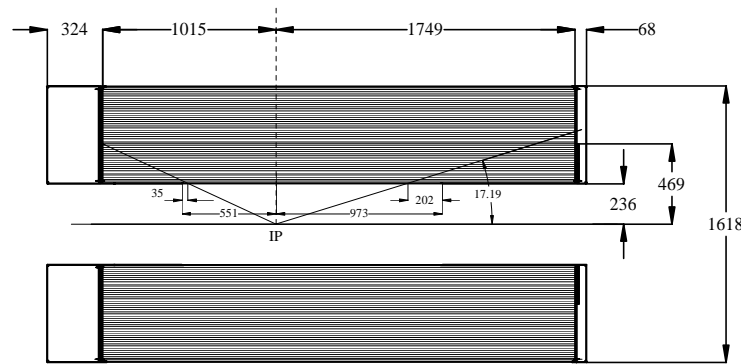


FIG. 1.12 – Vue longitudinale de la chambre à fils

La figure 1.12 donne une vue selon l'axe Oz de la chambre à fils. Là encore, le détecteur n'est pas disposé symétriquement par rapport au point d'interaction mais s'étend plus vers l'avant. La chambre à fils couvre les angles polaires $17,2^\circ < \theta < 152,6^\circ$ dans le référentiel du laboratoire.

Chaque cellule (il y en a 7 104 au total) est constituée de fils tendus entre deux plaques d'aluminium refermant de chaque côté la chambre. Six des fils d'une cellule, les fils de champ, sont soumis à un potentiel nul et sont placés sur les sommets de l'hexagone. Un autre fil, dit fil de détection, est positionné au centre de la cellule et est porté à une haute tension (1 900, 1 930 ou 1 960 V suivant le mode d'opération choisi). Il se crée donc un fort champ électrostatique à l'intérieur de chaque cellule. Lors du passage d'une particule chargée, le gaz s'ionise au voisinage de sa trajectoire. Les électrons issus de l'ionisation se déplacent vers le centre de la cellule et créent une avalanche d'électrons en arrivant vers le fil de détection. Le gain d'avalanche obtenu pour une tension de 1 960 V est d'environ 50 000. Les électrons sont récupérés par les fils de détection, permettant de repérer les cellules traversées par la particule. La mesure du temps de dérive des électrons d'avalanche permet de connaître la distance entre la trajectoire de la particule et le fil de détection.

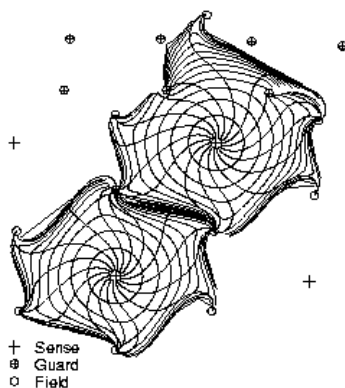


FIG. 1.13 – Géométrie des cellules de la chambre à fils

La figure 1.13 montre deux cellules de deux couches successives. Une cellule mesure environ 1,2 cm dans la direction radiale (la verticale sur la figure) et 1,9 cm dans la direction azimutale. Les fils de 24 des 40 couches sont inclinés par rapport aux autres qui sont parallèles à l'axe de collision, permettant ainsi de mesurer les coordonnées selon l'axe Oz .

La résolution obtenue sur la position d'un point d'une trajectoire d'une trace, donnée par une cellule de la chambre à fils varie entre 100 et 200 μm . La trajectoire

d'une trace dans la chambre à fils est obtenue en combinant les points de mesure des couches traversées. La figure 1.14 montre la distribution du nombre de points de mesure par trace dans la chambre à fils. A cause de la géométrie du détecteur, certaines traces peuvent avoir plus de 40 points de mesure.

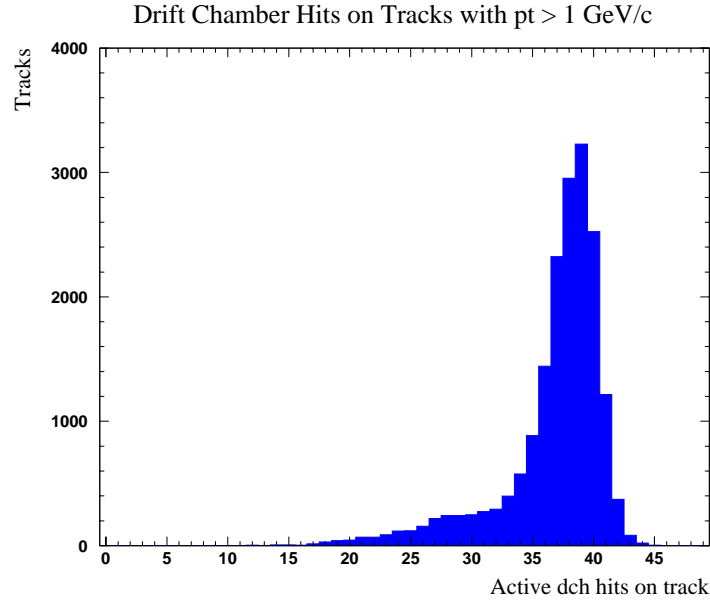


FIG. 1.14 – Distribution du nombre de points de mesure par trace dans la chambre à fils

Enfin, la charge électrique reçue par le fil de détection est également mesurée pour pouvoir calculer la perte d'énergie de la particule, dE/dx .

1.4.2 La reconstruction des traces chargées dans BABAR

Le champ magnétique étant orienté selon l'axe Oz , les particules chargées dans le détecteur décrivent des hélices (des cercles dans le plan transverse $x - y$). A partir des points de mesure dans le détecteur en silicium et la chambre à fils, les algorithmes de reconstruction des traces chargées [39] cherchent à identifier des trajectoires en forme d'hélice et calculent les paramètres fondamentaux associés aux traces chargées, d_0 , z_0 , ϕ , ω et $\tan\lambda$, qui sont illustrés sur les figures 1.15 :

- d_0 est la distance entre l'axe Oz et le point P de l'hélice qui en est le plus proche. d_0 est une quantité algébrique, négative si le produit $\vec{OP} \times \vec{p}_t$ a le

même sens que l'axe Oz . \vec{p}_t est le vecteur impulsion transverse au point le plus proche de l'origine.

- ω est l'inverse du rayon du cercle, projection de la trajectoire dans le plan $x - y$. ω est une quantité algébrique et a le signe opposé à la charge q de la particule. ω et p_t sont reliés par la relation suivante, où B est le champ magnétique (1,5 T) :

$$\omega = -\frac{qB}{p_t} \quad (1.3)$$

- ϕ est l'angle du vecteur impulsion transverse \vec{p}_t au point P le plus proche de l'origine, par rapport à l'axe Ox .
- z_0 est la coordonnée selon l'axe Oz du point P qui est le plus proche, dans le plan $x - y$ (et qui sert à déterminer d_0), de l'origine.
- $\tan \lambda$ est la tangente de l'angle, par rapport au plan $x - y$ du vecteur tangent à la trajectoire. C'est un angle constant et qui est aussi appelé « inclinaison ».

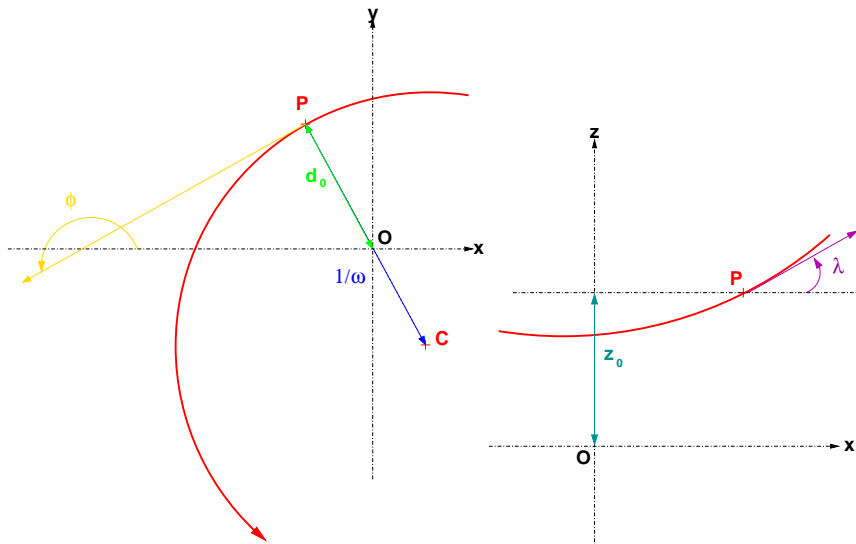


FIG. 1.15 – Définition des paramètres associés aux traces chargées

Le tableau 1.5 résume les caractéristiques et performances du système de reconstruction des traces chargées dans BABAR, grâce à l'utilisation conjuguée du détecteur en silicium et de la chambre à fils :

Couverture angulaire	$17,2^\circ < \theta < 152,6^\circ$ soit 92 % du volume dans le centre de masse de l' $\Upsilon(4S)$
Efficacité moyenne pour des traces de plus de 200 MeV/c et dans l'acceptance du détecteur.	98 %
Résolution ($p = 1 \text{ GeV/c}$) :	
$\sigma(d_0)$	55 μm
$\sigma(z_0)$	65 μm
$\sigma(\phi)$	1 mrad
$\sigma(\tan\lambda)$	0,001
$\frac{\sigma(p_t)}{p_t}$	$0,13 \% \times p_t \oplus 0,45 \%$

TAB. 1.5 – Caractéristiques et performances de la reconstruction des traces chargées pour une tension de la chambre à fils de 1 960 V.

Les traces reconstruites par le détecteur BABAR sont regroupées en trois sous-ensembles obtenus avec des critères de sélection de plus en plus sévères. Les définitions ci-dessous sont communes à l'ensemble des analyses effectuées dans l'expérience BABAR et seront donc également utilisées dans les analyses décrites par la suite.

Les traces chargées : C'est l'ensemble des particules chargées reconstruites par les deux sous-détecteurs, détecteur en silicium et chambre à fils. Aucun critère de sélection particulier n'est appliqué. En particulier, par comparaison avec l'ensemble suivant, cet ensemble regroupe les traces chargées issues de particules pouvant se désintégrer loin du point de collision comme celles issues de $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ou $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Cet ensemble est aussi appelé « ChargedTracks ».

Les traces issues de l'origine : Ce sous-ensemble des **traces chargées** contient les traces qui proviennent du point de collision. Pour cela ne sont conservées ici que les traces pour lesquelles $|d_0| < 1,5 \text{ cm}$ et $|z_0| < 10 \text{ cm}$ (La figure 1.16 présente les distributions de ces deux quantités pour des traces quelconques). Il faut également que la particule ait une impulsion transverse inférieure à 10 GeV/c.

Ces deux critères de sélection conservent toutes les traces chargées provenant des désintégrations d'un méson B (sauf les cas particuliers des particules avec grand temps de vie) mais éliminent les traces provenant d'interactions secondaires dans la matière du détecteur et qui ne sont d'aucune utilité en général. C'est pour cela que cet ensemble est celui utilisé de manière

courante dans les analyses. Cette sélection est connue aussi sous le nom « GoodTracksVeryLoose » et sera parfois désignée par la suite par l'abréviation GTVL.

Les traces « Chambre » : Cet ensemble est formé avec les **traces de l'origine** qui ont plus de 12 points de mesure dans la chambre à fils (et aussi une impulsion transverse supérieure à 100 MeV/c). La figure 1.14 montre la distribution du nombre de points de mesure dans la chambre à fils. Ce critère de sélection est en général demandé conjointement à une identification des particules puisque celle-ci repose en grande partie sur la chambre à fils. Le nom donné dans BABAR à cet ensemble est « GoodTracksLoose » (GTL).

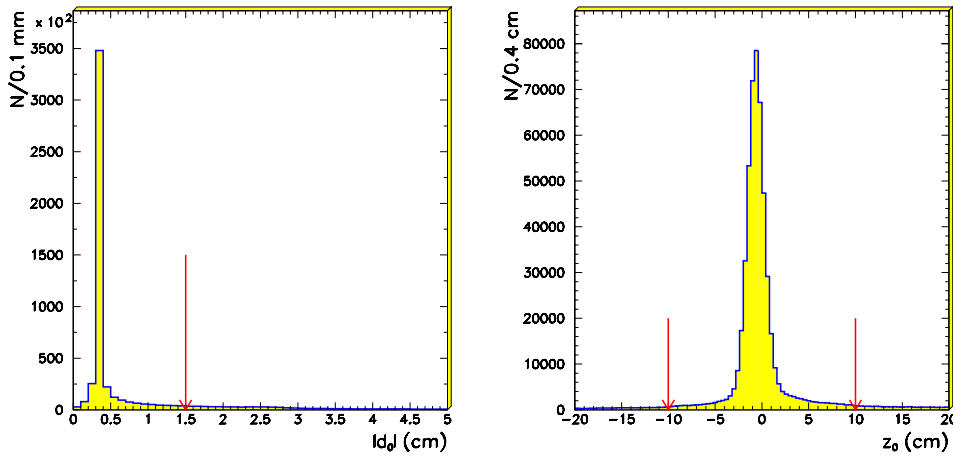


FIG. 1.16 – Distributions des quantités d_0 (à gauche) et z_0 (à droite)

La figure 1.17 montre l'efficacité de reconstruction des traces chargées par le détecteur en silicium et la chambre à fils pour des traces entrant dans l'acceptance du détecteur. Le changement de haute tension de fonctionnement de la chambre à fils affecte l'efficacité de reconstruction des **traces « Chambre »** comme le montre la figure. En moyenne, l'efficacité est à 1 900 V, 5 % inférieure à celle obtenue pour 1 960 V.

La figure montre ici l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse des particules (p_t) mais l'efficacité est aussi fonction de l'angle d'incidence de la particule, θ , de l'angle azimutal ϕ , puisque certaines zones du détecteur en silicium ou de la chambre à fils sont endommagées et ne fonctionnent pas correctement. L'efficacité dépend également du nombre de traces chargées dans l'événement car il est plus difficile de trouver des trajectoires lorsqu'il y a un grand nombre de points de

mesure côte à côte.

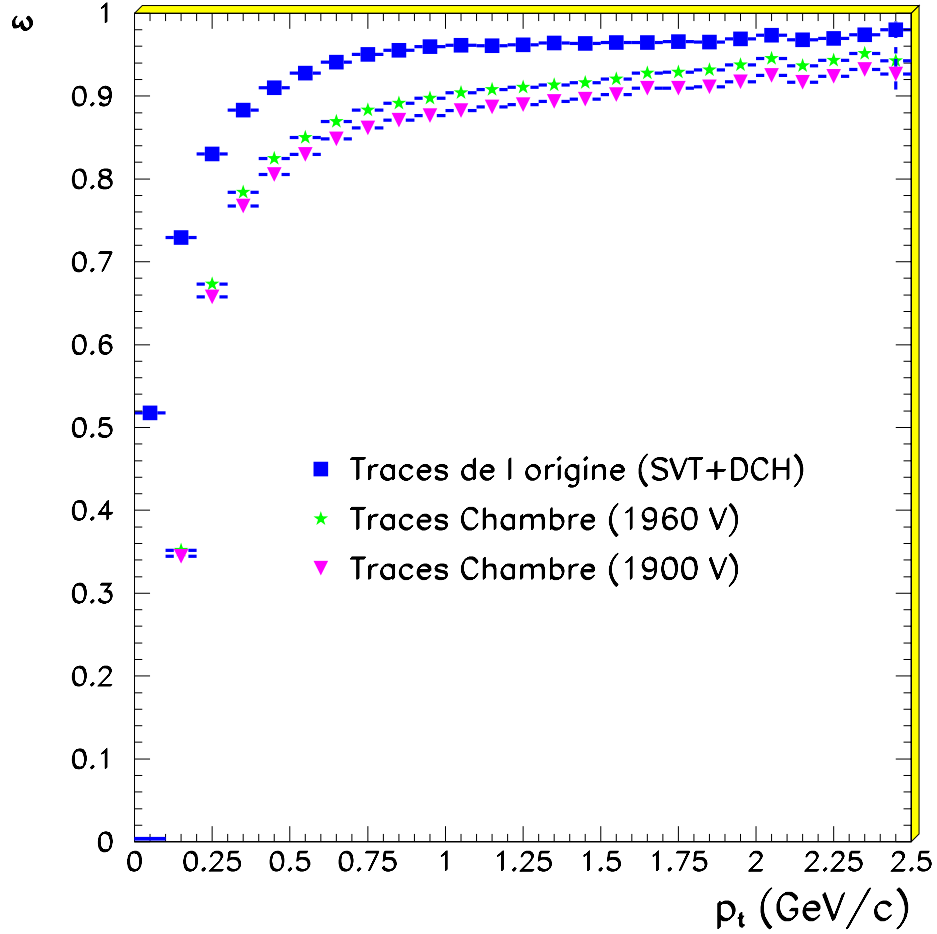


FIG. 1.17 – Efficacité de reconstruction des traces chargées dans BABAR

Le détecteur en silicium et la chambre à fils sont deux sous-détecteurs complémentaires mais peuvent aussi fonctionner de manière indépendante et reconstruire points de désintégration et traces seuls. L'événement présenté sur la figure 1.18 est un exemple où les détecteurs assurent seuls la reconstruction des traces.

Cet événement contient la désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$. Le Λ se désintègre ainsi : $\Lambda \rightarrow p \pi^-$.

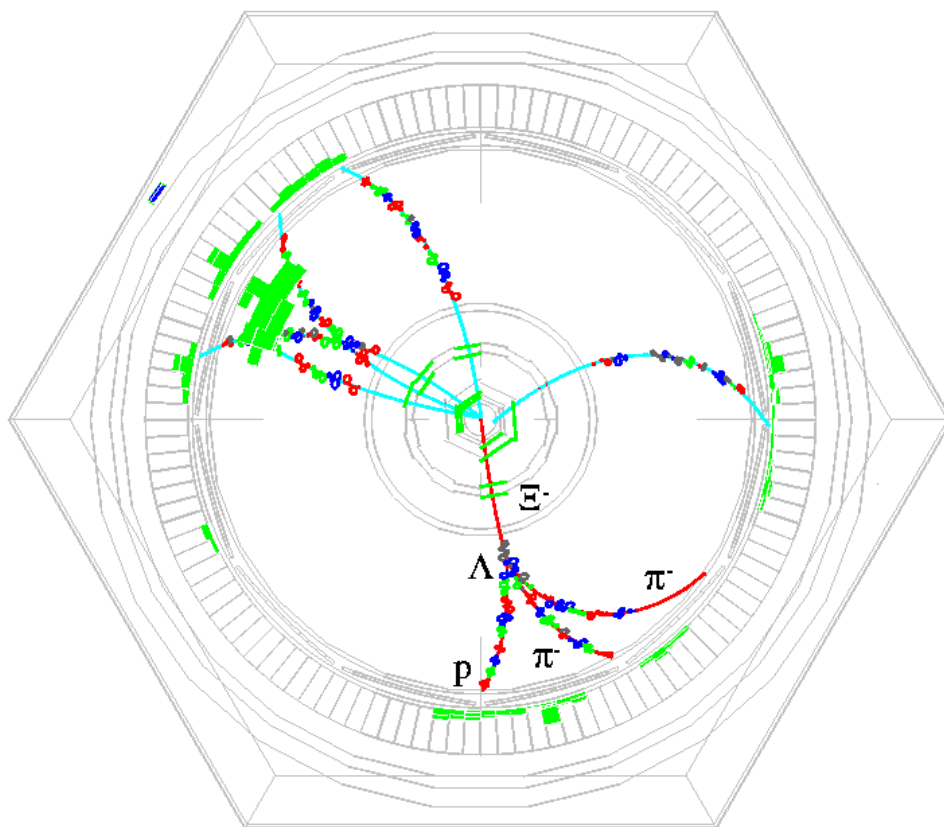


FIG. 1.18 – Désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ (vue transverse)

Le Ξ^- , qui est une trace chargée et qui a un grand temps de vie ($c\tau_{\Xi} = 4,91$ cm), est reconstruit uniquement par le détecteur en silicium car il se désintègre à l'entrée de la chambre à fils. En revanche, les produits de désintégration sont détectés uniquement avec la chambre à fils et les points de désintégration du Ξ^- et du Λ sont déterminés seulement avec les informations données par la chambre à fils.

1.4.3 Identification des particules chargées dans la chambre à fils

La chambre à fils joue aussi un grand rôle dans l'identification des particules et complète le DIRC en ce qui concerne l'identification des kaons chargés. Au

passage d'une particule dans la chambre à fils, les cellules hexagonales mesurent aussi la charge déposée ce qui permet, en connaissant la longueur du parcours de la trace, de calculer une valeur de dE/dx pour chaque cellule. La valeur mesurée par l'ensemble de la chambre à fils est la moyenne tronquée calculée en utilisant 80 % de l'ensemble des cellules qui ont les plus petites mesures individuelles, car les distributions de dE/dx ne sont pas symétriques.

La figure 1.19 montre la distribution du dE/dx mesuré par la chambre à fils en fonction de l'impulsion p des particules. Les courbes théoriques attendues pour différentes particules (e^+ , μ^+ , π^+ , K^+ , p et d) sont superposées.

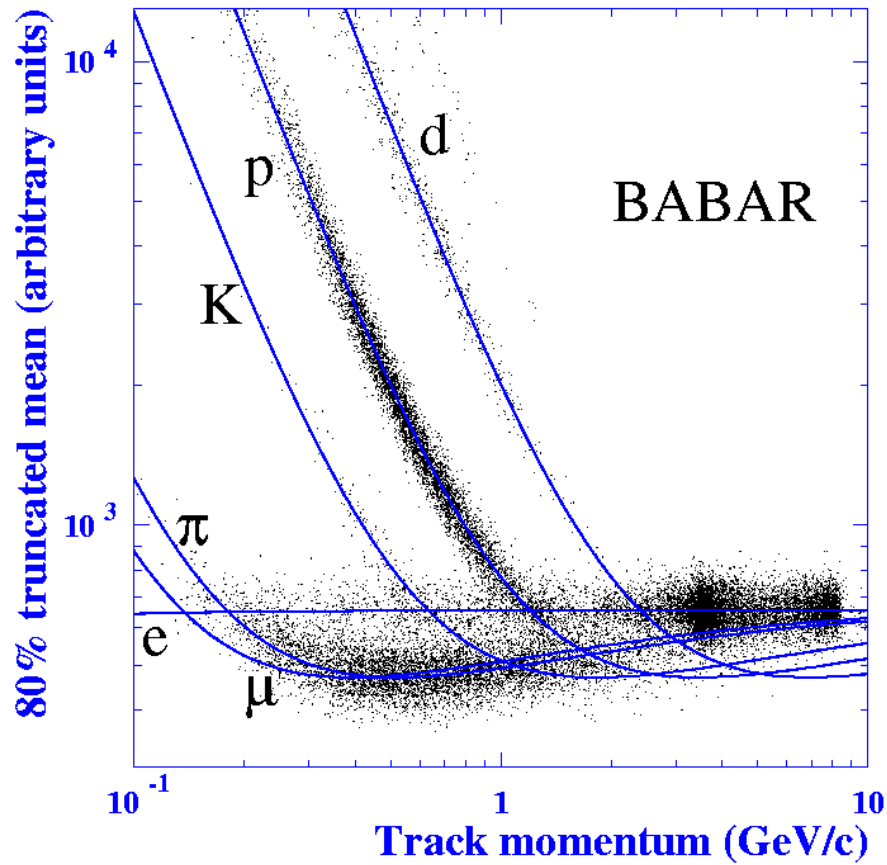


FIG. 1.19 – dE/dx mesuré par la chambre à fils et courbes théoriques

Le dE/dx attendu pour une particule d'impulsion p suit la loi :

$$(dE/dX)_{Dch} = a_1 \frac{a_2 - \left(\frac{p}{E}\right)^{a_5} - \text{Log}(a_3 + (\beta\gamma)^{a_4})}{\left(\frac{p}{E}\right)^{a_5}} \quad (1.4)$$

L'erreur sur cette valeur est donnée par :

$$\sigma(dE/dX)_{Dch} = 0,071 \left(\frac{N_{dE/dX}}{40} \right)^{b_1} \frac{1}{\cos(\pi - \theta)} \quad (1.5)$$

$N_{dE/dX}$ est le nombre de points de mesure dans la chambre utilisés pour calculer le dE/dX de la trace et θ l'angle d'incidence de la particule dans la chambre.

1.5 Le détecteur à effet Cherenkov

Au delà de la chambre à fils se situe le DIRC, détecteur à effet Cherenkov. Ce sous-détecteur est dédié à l'identification des particules chargées. Il est en particulier indispensable pour distinguer les pions des kaons chargés à des impulsions supérieures à 700 MeV/c, l'identification pour des impulsions plus faibles s'appuie sur la mesure du dE/dx dans la chambre à fils.

1.5.1 L'effet Cherenkov

Le DIRC utilise l'effet Cherenkov pour identifier les particules chargées. Lorsqu'une particule traverse un milieu d'indice n avec une vitesse v supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, $\frac{c}{n}$, le milieu émet de la lumière Cherenkov. Cette lumière est émise selon un cône dont l'angle d'ouverture au sommet, θ_c , est fonction de la vitesse de la particule :

$$\cos \theta_c = \frac{c}{vn} \quad (1.6)$$

Dans le DIRC, le milieu réfringent choisi est du quartz (synthétique) qui a un indice de réfraction égal à $n_{\text{quartz}} = 1,473$. Le quartz est taillé en barres rectangulaires disposées selon les côtés d'un polygone à 12 faces. Les surfaces des barres de quartz sont parallèles, ce qui permet à la lumière Cherenkov de se réfléchir totalement dans les barres tout en conservant un angle constant.

La lumière se propage donc par réflexions internes jusque vers les extrémités des barres de quartz. Les extrémités avant sont équipées de miroirs qui réfléchissent totalement la lumière et la renvoient vers les faces arrières qui sont les

seules à être instrumentées. La figure 1.20 montre schématiquement la disposition des éléments du DIRC.

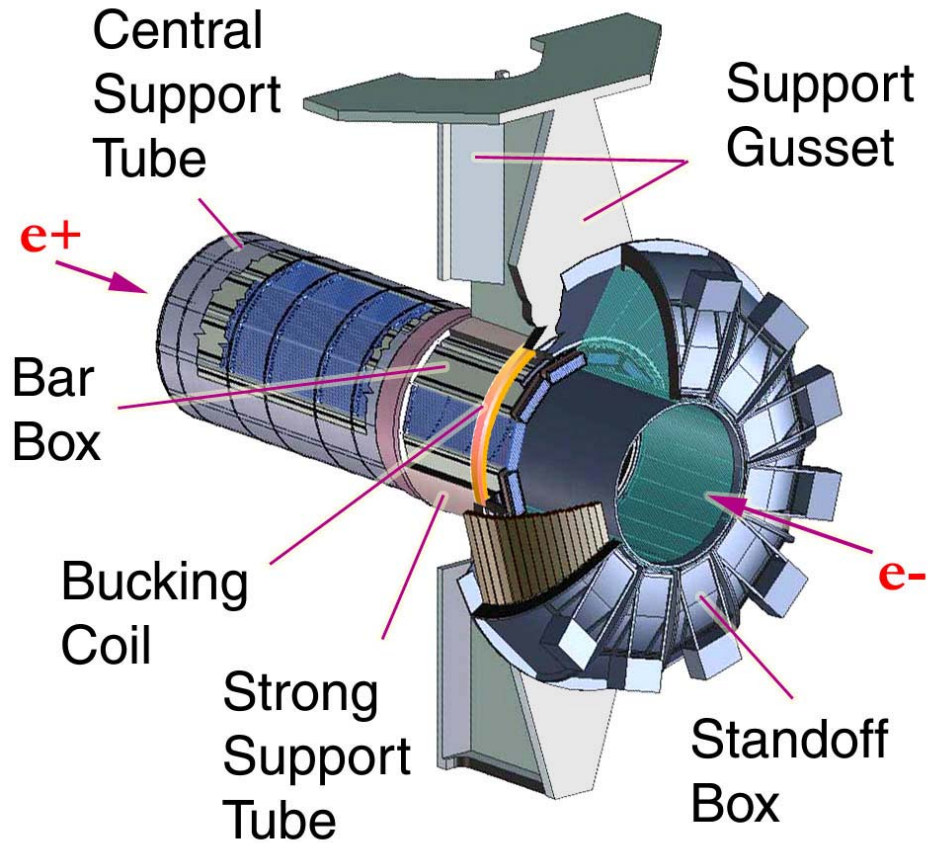


FIG. 1.20 – Disposition des éléments du DIRC

Les photons sortent des barres de quartz au niveau des extrémités arrières et se propagent ensuite dans une cuve d'eau pure où sont disposés des photomultiplicateurs (10 752 au total) qui détectent la position des photons sur le fond de la cuve. Connaissant par la chambre à fils la trajectoire de la trace chargée dans le détecteur, on peut ainsi calculer pour chaque photon son angle d'émission dans le quartz du DIRC.

La figure 1.21 illustre le principe de fonctionnement du DIRC, de l'émission du photon Cherenkov à sa mesure dans la cuve à eau :

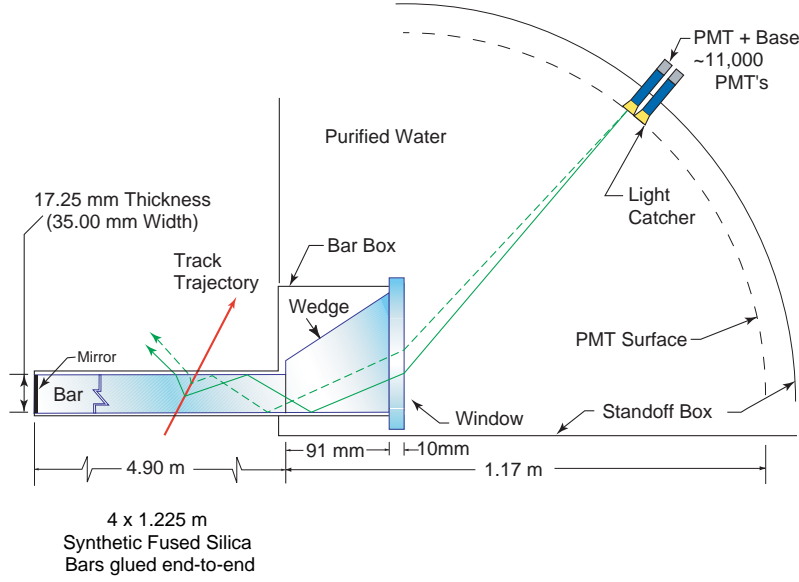


FIG. 1.21 – Principe de fonctionnement du DIRC

L'efficacité de détection d'un photon Cherenkov par le DIRC est d'environ 5 %. Le nombre de photons détectés varie, en fonction de la vitesse de la particule incidente et de son angle, entre 30 et 60 photons. De nombreux photons de bruit de fond sont également détectés par les photomultiplicateurs mais leurs temps d'arrivée aléatoires sur la surface de détection permettent de les différencier des photons associés au passage d'une particule. L'algorithme de reconstruction essaie ensuite avec les hypothèses de type de particule e^+ , μ^+ , π^+ , K^+ et p de combiner les différents photons associés à la même trace et de calculer à partir de la forme obtenue sur la surface de détection, l'angle du cône de lumière Cherenkov.

L'algorithme de reconstruction permet donc d'obtenir une mesure de l'angle θ_c et du nombre de photons de signal (N_s) et de bruit de fond (N_f) associés à chaque mesure. C'est une information importante puisque le nombre de photons attendus ($N_{attendu}$) pour une particule d'impulsion et d'angle donnés est connu et a été déterminé lors de tests.

En fonction de l'impulsion p de la particule chargée, l'angle Cherenkov attendu pour une hypothèse de particule i ($i = e^+, \mu^+, \pi^+, K^+, p$) est donné par la relation :

$$\cos \theta_{c_i} = \frac{1}{n\beta_i} \quad (1.7)$$

où $\beta_i = \frac{p}{E_i}$ et $n = 1,473$. Il faut pour cela que la particule ait une impulsion supérieure au seuil Cherenkov :

$$p > \frac{m_i}{\sqrt{n^2 - 1}} (= 460 \text{ MeV}/c \text{ pour le } K^\pm) \quad (1.8)$$

L'erreur sur l'angle θ_c est :

$$\sigma(\theta_c) = \sqrt{\sigma_t^2 + \frac{\sigma_{\theta_\gamma}^2}{N_s}} \quad (1.9)$$

où σ_t est l'erreur sur l'angle due à l'erreur sur l'impulsion reconstruite par le détecteur en silicium et la chambre à fils, σ_{θ_γ} est l'erreur sur la mesure de l'angle pour un photon de signal utilisé (elle vaut environ 11 mrad) et N_s le nombre de photons de signal utilisés pour la mesure. Le DIRC permet d'obtenir des résolutions de l'ordre de 2,5 mrad sur θ_c .

La figure 1.22 représente l'angle Cherenkov en fonction de l'impulsion p des particules incidentes avec en superposition les courbes théoriques pour chaque hypothèse de masse.

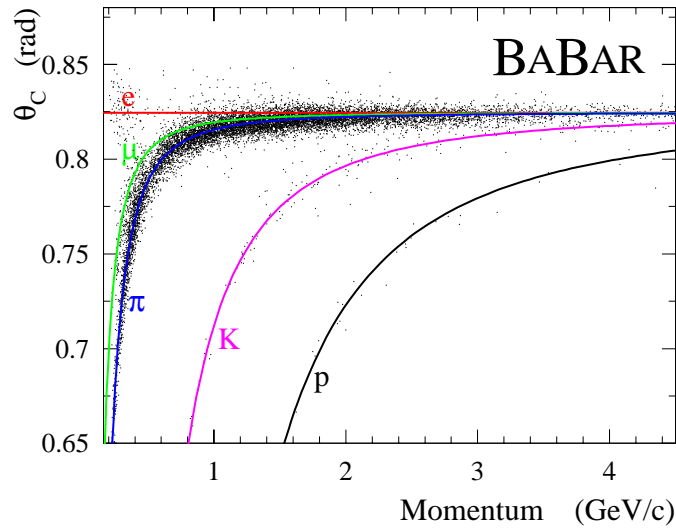


FIG. 1.22 – Angle Cherenkov en fonction de l'impulsion et courbes théoriques

1.5.2 L'identification des kaons chargés dans BABAR

L'identification des particules se fait en combinant les informations données par les différents sous-détecteurs. Cette section présente en exemple l'algorithme d'identification de BABAR des kaons chargés en utilisant le détecteur en silicium, la chambre à fils et le DIRC. Cet algorithme est commun à toutes les analyses de BABAR et sera utilisé pour identifier les K dans les analyses présentées par la suite.

Pour chaque sous-détecteur, la réponse au passage d'une particule chargée est comparée à la réponse théorique attendue. Une fonction de vraisemblance est calculée pour chaque sous-système. En ce qui concerne le dE/dx du détecteur en silicium, celui de la chambre à fils et l'angle Cherenkov θ_c du DIRC, ces variables sont supposées suivre une loi gaussienne ayant pour valeur moyenne les valeurs théoriques données dans les sections précédentes et pour écart type les erreurs mentionnées ci-dessus. Les fonctions de vraisemblance sont donc :

$$L_{Svt} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{dE/dX_{Svt}}^2}} \exp - \frac{((dE/dX)_{mesure} - (dE/dX)_{Svt})^2}{2\sigma_{dE/dX_{Svt}}^2} \quad (1.10)$$

$$L_{Dch} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{dE/dX_{Dch}}^2}} \exp - \frac{((dE/dX)_{mesure} - (dE/dX)_{Dch})^2}{2\sigma_{dE/dX_{Dch}}^2} \quad (1.11)$$

La vraisemblance associée à la mesure du DIRC est composée de deux parties, une partie gaussienne et une partie liée au nombre de photons utilisés pour la mesure.

Pour chaque hypothèse de particule, une gaussienne g_i est calculée en utilisant l'angle mesuré, son erreur et la valeur théorique attendue donnée par (1.7) :

$$g_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\theta_c}^2}} \exp - \frac{(\theta_{c_{mesure}} - \theta_{c_i})^2}{2\sigma_{\theta_c}^2} \quad (1.12)$$

L'angle mesuré peut valoir 0 si aucune mesure n'est effectuée. Dans ce cas, une valeur de 5 mrad est assignée à l'erreur sur θ_c .

Les fonctions g_i sont normalisées de la façon suivante :

$$\sum_{i=1}^5 g_i = 1 \quad (1.13)$$

Si t est l'indice de la particule la plus lourde au dessus du seuil défini par (1.8), les particules plus lourdes que t ont une probabilité de 0,2 afin d'obtenir une normalisation correcte :

$$\sum_{i=t+1}^5 g_i = 0,2 \times (5 - t) \quad (1.14)$$

$$\sum_{i=1}^t g_i = 0,2 \times t \quad (1.15)$$

La seconde partie de la fonction de vraisemblance est liée au nombre de photons utilisés dans la mesure et utilise une loi de Poisson. La probabilité p_i est donnée par :

$$p_i = C_i \frac{(N_{attenu_i} + N_f)^{N_s + N_f} e^{-N_{attenu_i} - N_f}}{N_s + N_f} \quad (1.16)$$

où C_i est un coefficient de normalisation, N_s le nombre de photons de signal, N_f le nombre de photons de bruit de fond et N_{attenu_i} le nombre de photons de signal attendu pour l'hypothèse i . Cette probabilité est normalisée entre toutes les hypothèses de particules :

$$\sum_{i=1}^5 p_i = 1 \quad (1.17)$$

Finalement, la fonction de vraisemblance associée au DIRC est donnée par :

$$L_i = \frac{g_i p_i}{\sum_{k=1}^5 g_k p_k} \quad (1.18)$$

La vraisemblance totale est le produit des vraisemblances de chaque sous-détecteur calculées individuellement. Cependant, suivant les conditions, certains sous-détecteurs peuvent être omis de la fonction de vraisemblance totale. La table 1.6 donne les conditions requises pour qu'un sous-détecteur soit utilisé pour identifier un K^\pm :

Détecteur	Région d'impulsion	Conditions
détecteur en silicium	$0,025 < p < 0,7 \text{ GeV}/c$	Plus de 3 points de mesure
chambre à fils	$0,09 < p < 0,7 \text{ GeV}/c$	Plus de 10 points de mesure
DIRC	$0,6 < p < 10 \text{ GeV}/c$	Le nombre de photons attendus pour un électron doit être non nul

TAB. 1.6 – Conditions d'utilisation d'un sous-détecteur dans l'identification

L'algorithme de sélection des kaons chargés dans BABAR permet d'obtenir plusieurs niveaux d'identification suivant la pureté du lot final et l'efficacité souhaitées. Dans les analyses présentées dans les chapitres suivants, deux sélections sont utilisées :

Sélection minimale : Pour cette sélection, le détecteur en silicium est utilisé uniquement si l'impulsion de la trace est inférieure à 500 MeV/c et la chambre à fils si elle est inférieure à 600 MeV/c. La trace est conservée si :

$$\begin{cases} L_K \geq R_\pi L_\pi \\ \text{ou } L_p \geq R_\pi L_\pi \end{cases} \quad (1.19)$$

avec

$$R_\pi = \begin{cases} 0,1 & \text{si } p \leq 0,5 \text{ GeV/c} \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.20)$$

Ce critère de sélection est appelé « NotAPion » dans l'expérience BABAR.

Sélection sévère : Les paramètres de cette sélection sont choisis pour que le nombre de pions dans le lot de kaons identifiés soit inférieur à 5 %. La trace est conservée si :

$$\begin{cases} L_K \geq R_\pi L_\pi \\ \text{et } L_K \geq R_p L_p \end{cases} \quad (1.21)$$

avec

$$R_p = 1 \quad (1.22)$$

et

$$R_\pi = \begin{cases} 1 & \text{si } p < 2,7 \text{ GeV/c} \\ 80 & \text{si } p > 2,7 \text{ GeV/c} \\ 15 & \text{si } 0,5 < p < 0,7 \text{ GeV/c} \end{cases} \quad (1.23)$$

Cette sélection est aussi appelée « KTight ».

La figure 1.23 montre l'efficacité d'identification des kaons chargés dans les deux sélections présentées ci-dessus. On peut remarquer que l'efficacité diminue lorsque l'impulsion augmente. En effet, à hautes impulsions, les valeurs de dE/dx et de l'angle Cherenkov deviennent pratiquement égales, quel que soit le type de la particule.

La figure 1.24 représente la proportion de particules qui ne sont pas des kaons dans les lots de particules identifiées selon les critères donnés plus hauts. Efficacité et mauvaises identifications sont calculées sur les données prises par BABAR en utilisant des lots de particules identifiées cinématiquement par des propriétés qui ne font pas intervenir les quantités utilisées par les sélections, comme les désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ avec $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

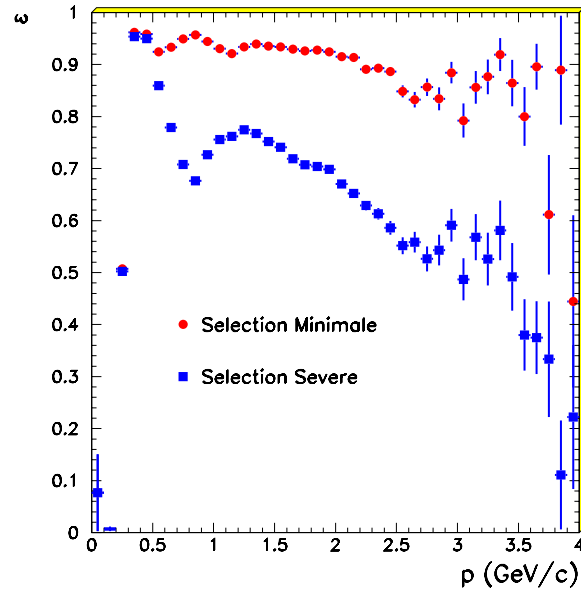


FIG. 1.23 – Efficacité d'identification des kaons chargés

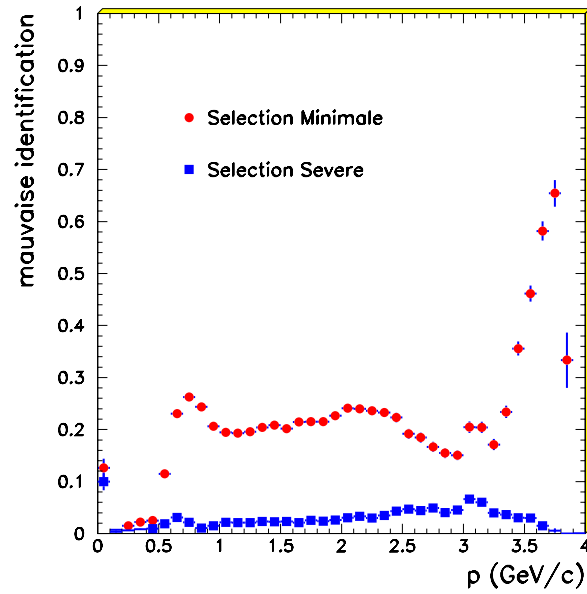


FIG. 1.24 – Probabilité de mauvaise identification des kaons chargés

1.6 Le calorimètre électromagnétique

La reconstruction des photons est assurée par le calorimètre électromagnétique. Il participe également à l'identification des électrons et des K_L^0 . Le calorimètre permet de mesurer avec une bonne précision les énergies des photons pour permettre l'étude de modes de désintégration contenant plusieurs π^0 .

1.6.1 Principe de fonctionnement

Le calorimètre électromagnétique est constitué de cristaux d'iodure de césium (CsI) dopés au thallium qui absorbent totalement l'énergie des photons. Les particules entrant dans les cristaux créent des gerbes électromagnétiques qui se développent et peuvent se propager aux cristaux adjacents. De la lumière de scintillation est ainsi produite par excitation des molécules de CsI. Cette lumière est lue par des photodiodes de silicium placées aux extrémités des cristaux. Environ 50 000 photons par MeV d'énergie de la particule incidente sont créés.

La précision sur la masse reconstruite à partir de particules neutres dépend de la précision sur la mesure de l'énergie mais aussi de la précision sur l'angle associé à chaque trace. Cette précision est directement liée au nombre de cristaux que contient le calorimètre. Dans BABAR, le calorimètre est formé de deux parties distinctes : une partie cylindrique qui entoure le DIRC et l'axe du faisceau et une partie conique fermant le premier cylindre vers l'avant du détecteur. Le cylindre contient 5 760 cristaux et le cône, 820. La géométrie du calorimètre électromagnétique est illustrée sur la figure 1.25.

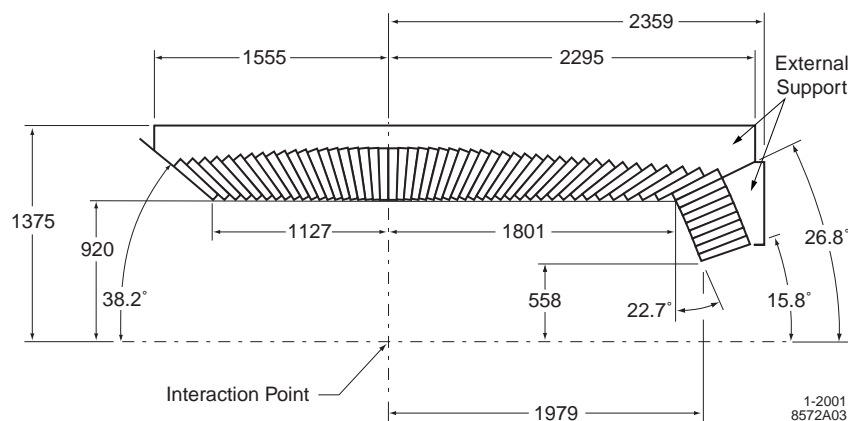


FIG. 1.25 – Géométrie du calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique couvre une région comprise entre les angles polaires $15,8^\circ < \theta < 141,8^\circ$, c'est à dire 90 % de l'espace dans le référentiel du centre de masse de l' $\Upsilon(4S)$. Les cristaux peuvent mesurer de façon correcte des énergies supérieures à 30 MeV avec une efficacité proche de 100 %.

Le tableau 1.7 donne les principales performances atteintes par le calorimètre électromagnétique et la figure 1.26 la résolution en fonction de l'énergie :

Résolution ($E = 1$ GeV) :	
$\sigma(\phi)$	3,9 mrad
$\sigma(\theta)$	3,9 mrad
$\frac{\sigma(E)}{E}$	$\frac{2,3}{\sqrt[4]{E}} \% \oplus 1,9 \%$

TAB. 1.7 – Performances du calorimètre électromagnétique

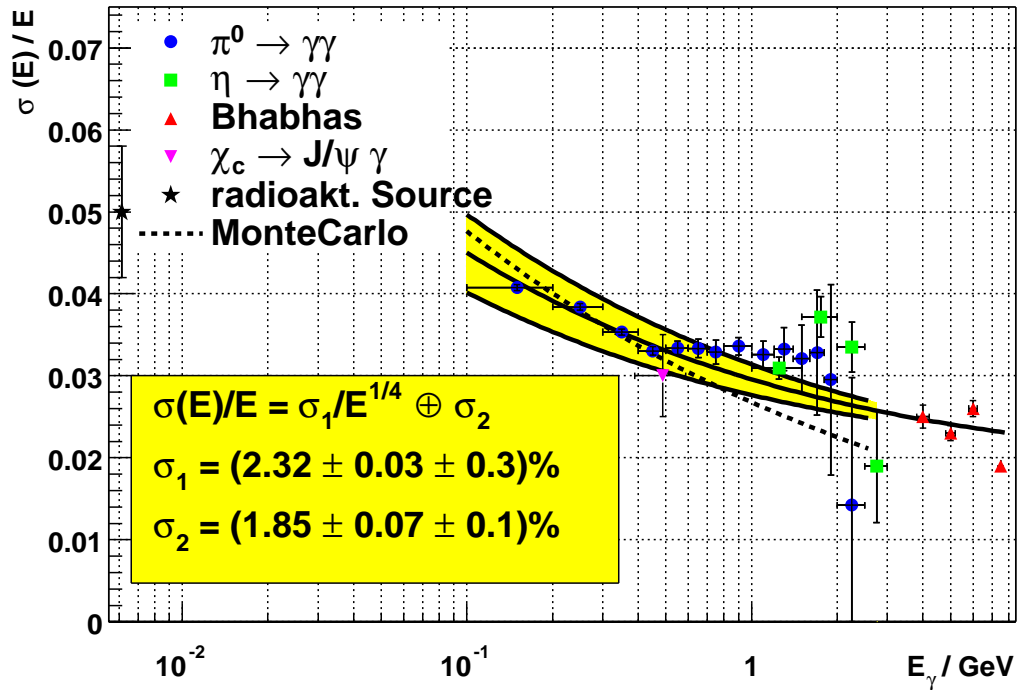


FIG. 1.26 – Résolution du calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie

1.6.2 La reconstruction des photons dans BABAR

Un photon forme une gerbe électromagnétique qui peut s'étendre sur plusieurs cristaux dans le calorimètre électromagnétique. Un ensemble de cristaux adjacents recevant de l'énergie est appelé « amas localisé d'énergie ». Les amas sont reconstruits à partir d'un cristal racine ayant une énergie supérieure à 10 MeV. Ensuite, tous les cristaux voisins qui ont une énergie supérieure à 1 MeV, puis de proche en proche, tous les cristaux voisins à un cristal de l'amas d'énergie de plus de 3 MeV sont rattachés au cristal racine. Si cet amas n'est pas dû à une trace chargée, une particule neutre lui est associée dont l'énergie est égale à la somme des énergies des cristaux de l'amas.

Dans certains cas, un amas peut être causé par plusieurs particules différentes, comme deux photons issus d'un π^0 d'énergie supérieure à 1 GeV et qui touchent le calorimètre en des points proches (les cristaux ont une surface de $4,7 \times 4,7 \text{ cm}^2$). Il faut alors séparer les énergies des deux photons dans l'énergie de l'amas. On définit donc des points maximaux d'énergie qui sont les cristaux qui ont une énergie supérieure à tous leurs cristaux voisins.

Les points maximaux sont associés à une particule neutre dont l'énergie est la somme des énergies E_i déposées dans les cristaux de l'amas affectés de poids décroissant avec la distance du cristal au point maximal :

$$E_{particule} = \sum \omega_i E_i \quad (1.24)$$

avec

$$\omega_i = E_i \frac{e^{-\frac{2,5r_i}{r_M}}}{\sum_j E_j e^{-\frac{2,5r_j}{r_M}}} \quad (1.25)$$

où $r_M = 3,8 \text{ cm}$ est le rayon de Molière du calorimètre électromagnétique (comparable, dans le cas du calorimètre à iodure de césium, à la taille des cristaux) et r_i la distance entre le centre du cristal i et le point maximum.

Pour distinguer les amas dus aux hadrons neutres (comme les K_L^0) des amas dus aux photons, une variable LAT [40] dite moment latéral, comprise entre 0 et 1, est associée à chaque candidat photon et est calculée de la manière suivante : les énergies des cristaux composant l'amas sont rangées par ordre décroissant, $E_1 > E_2 > \dots > E_n$ et les centres des cristaux sont repérés par les variables polaires (r_i, ϕ_i) par rapport au centre de gravité de l'amas :

$$LAT = \frac{\sum_{i=3}^n E_i r_i^2}{E_1 R_0^2 + E_2 R_0^2 + \sum_{i=3}^N E_i r_i^2} \quad (1.26)$$

R_0 représente la distance moyenne entre deux cristaux.

Si la particule incidente est un photon, la gerbe électromagnétique sera contenue dans peu de cristaux et sera peu étendue alors que dans le cas d'un hadron, la gerbe sera plus étendue et touchera un nombre de cristaux plus grand. Dans ce dernier cas, la valeur du LAT sera grande alors qu'elle est petite dans le cas des photons. Finalement, les photons sont définis comme les points maximum dans les amas du calorimètre dont la valeur du moment latéral (LAT) est inférieure à 0,8.

Une petite partie des photons n'atteint pas le calorimètre électromagnétique et se convertit avant, dans la matière du détecteur. Environ 5 % des photons se convertissent avant le calorimètre électromagnétique pour des photons faisant un angle de 90° avec l'axe Oz . Le DIRC, en particulier, représente une grande quantité de matière et est placé juste devant les cristaux du calorimètre électromagnétique.

La figure 1.27 donne en fonction de l'impulsion p du photon, l'efficacité de reconstruction par le détecteur BABAR, dans le calorimètre électromagnétique, pour des photons tombant dans l'acceptance du calorimètre.

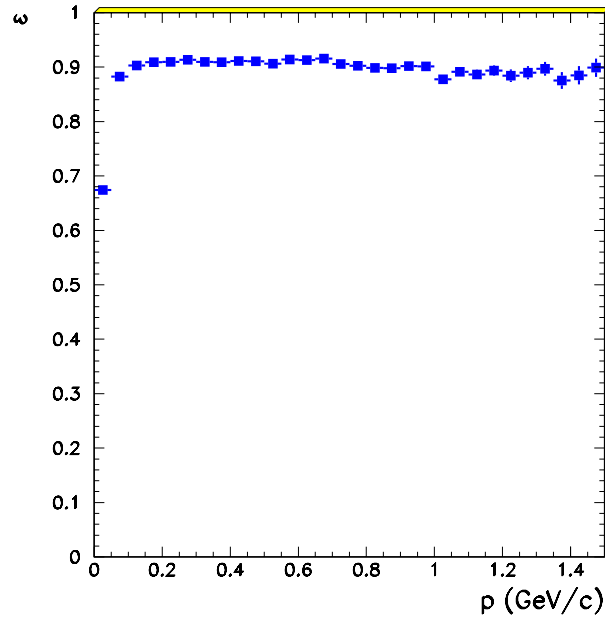


FIG. 1.27 – Efficacité de reconstruction des photons dans le calorimètre électromagnétique

1.7 Le détecteur de muons

L'utilisation des muons est importante pour l'expérience. La première mesure de violation de CP a été effectuée dans BABAR en utilisant le canal de désintégration $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, un des modes de désintégration du J/ψ étant $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. De plus, l'étiquetage du B non complètement reconstruit se base aussi sur l'identification des μ de haute impulsion.

Le détecteur de muons, appelé IFR (Retour de champ instrumenté) assure l'identification des muons ainsi que la reconstruction des hadrons neutres, en association avec le calorimètre. Ainsi, les K_L^0 utilisés dans la mesure de $\sin(2\beta)$ avec le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ sont reconstruits dans l'IFR.

Ce détecteur est placé dans l'acier qui sert de retour de champ pour le solénoïde de l'expérience. Il est constitué de petits détecteurs contenant du gaz et placés soit dans la partie de l'entrefer qui entoure le faisceau, soit dans les portes d'acier refermant le retour de champ vers l'avant et l'arrière de détecteur. La figure 1.28 montre la géométrie du retour de champ instrumenté, avec trois parties distinctes : le corps principal et les deux portes se plaçant aux extrémités.

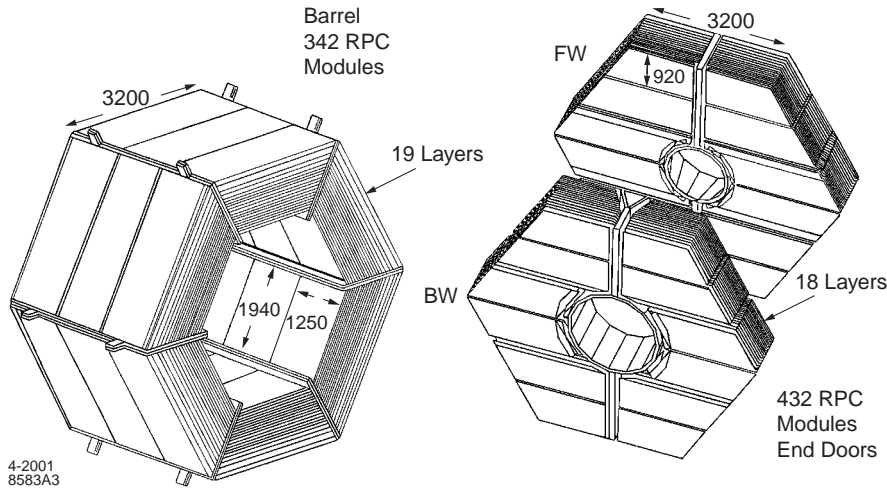


FIG. 1.28 – Géométrie du détecteur de muons

Les éléments actifs du détecteur sont des chambres résistives (RPC). Ils sont placés selon 18 (dans les portes) ou 19 (dans le corps) couches à l'intérieur de l'acier pour un total de 806 RPC. L'acier sert à arrêter rapidement les hadrons alors que les muons pénètrent plus profondément et atteignent les couches éloignées du

détecteur.

Les RPC sont des boîtiers contenant du gaz mélange d'argon, de fréon et d'isobutane et soumis à une haute tension. Les décharges provoquées par le passage des particules sont détectées par des électrodes en aluminium placées de part et d'autre de la boîte. La figure 1.29 donne la composition d'une RPC. Les électrodes de lecture ont des directions alternées d'une RPC à l'autre ce qui permet d'obtenir des coordonnées z et ϕ pour chaque particule détectée. L'efficacité de réponse au passage d'une particule est d'environ 90 %. Cependant un certain nombre de chambres (environ 25 %), présente une perte d'efficacité en fonction du temps à cause d'un défaut de construction. Pour celles-ci, une perte d'efficacité de 10 % est enregistrée. Elles seront remplacées dans le futur.

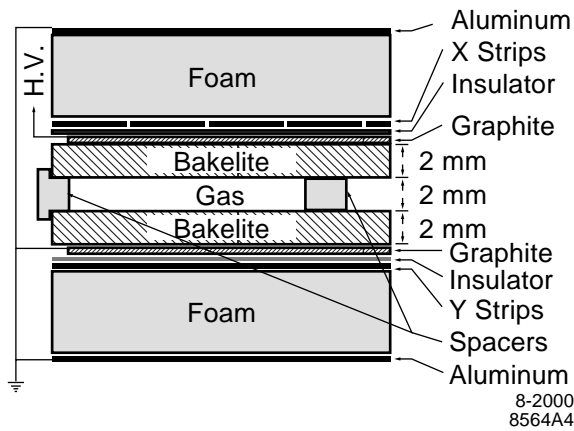


FIG. 1.29 – Composition des RPC de l'IFR

L'identification des μ dépend principalement de l'IFR. En combinant les informations données par les différents sous-détecteurs, l'efficacité moyenne de sélection des μ est élevée et vaut 90 %. La contamination en π chargés est de l'ordre de 7 %.

CHAPITRE 2

Interactions dans la matière

Pour pouvoir mesurer avec précision le temps de vie des particules, il est nécessaire de savoir si le détecteur BABAR permet de reconstruire de manière correcte les distances entre les points de désintégration.

La détermination de la durée de vie des mésons B demande la connaissance de l'échelle absolue des longueurs le long de l'axe de collision, c'est-à-dire l'axe z dans le système de coordonnées de BABAR. En effet, les B sont produits avec une impulsion transverse presque nulle et volent donc suivant l'axe de collision. En revanche, la mesure du temps de vie des mésons charmés et des leptons τ requiert de déterminer l'échelle absolue des longueurs dans le plan transverse $x - y$ puisque ces particules ont une impulsion transverse non nulle à leur création.

La méthode employée pour déterminer les échelles de longueur du détecteur est d'utiliser les interactions avec la matière des éléments du détecteur qui sont proches de la région d'interaction. Ces interactions sont provoquées par un électron ou un positron perdu par le faisceau qui vient frapper un neutron ou un proton d'un noyau des atomes de la matière du détecteur. La figure 2.1 montre un exemple d'une telle interaction.

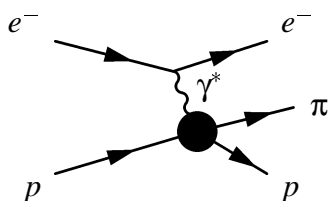


FIG. 2.1 – Exemple d'interaction avec la matière

Parmi ces interactions, une grande partie contiennent un proton dans l'état final ; elles sont les plus simples à reconstruire. En effet, le DIRC et la chambre à fils permettent d'identifier avec une grande pureté les protons. En combinant un proton avec une ou deux autres traces chargées, on détermine le point géométrique

où a eu lieu l'interaction. Celui-ci doit se trouver à un endroit où il y a de la matière permettant ainsi de radiographier le détecteur.

La figure 2.2 est un exemple d'une interaction étudiée : 4 traces dont un proton proviennent d'un même point localisé dans la matière du détecteur (le tube à vide ici).

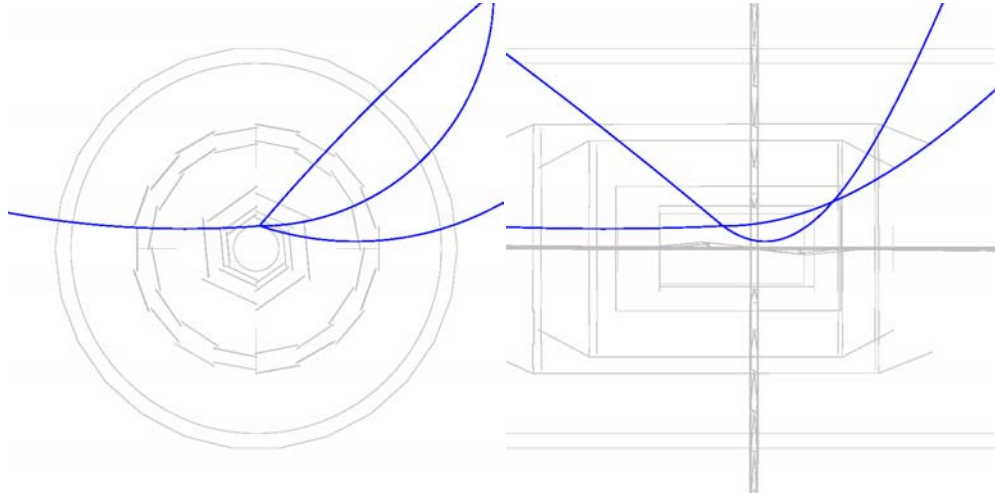


FIG. 2.2 – *Interaction avec la matière*

La cible principale des particules perdues par les faisceaux est le tube à vide. Ses dimensions et sa composition en différents matériaux sont connues avec une grande précision.

La comparaison des résultats obtenus par reconstruction des interactions avec les spécifications de construction du tube à vide permet de déterminer les échelles absolues de longueur du détecteur BABAR.

2.1 La structure du tube à vide

Le tube à vide est la référence qui permet de comparer les longueurs réelles avec les longueurs mesurées avec le détecteur. De façon simplifiée, le tube à vide est composé de deux cylindres en béryllium avec de l'eau coulant à l'intérieur pour pouvoir le refroidir. Néanmoins, sa structure est plus compliquée et varie à la fois selon z et dans le plan $x - y$.

2.1.1 Structure radiale

Le tube à vide est constitué schématiquement de deux cylindres de béryllium. Le cylindre intérieur est appelé « Beampipe » alors que le cylindre extérieur est le « Water Jacket ».

Le rayon intérieur du premier cylindre est constant et égal à 24,976 mm. Ce cylindre a une épaisseur initiale de 2,181 mm mais sa face extérieure a été creusée pour créer un canal où l'eau de refroidissement peut s'écouler. Sa forme sera décrite en détail dans la section suivante. La profondeur du canal est de 1,372 mm si bien que l'épaisseur du premier cylindre vaut sur la majorité de son volume 0,810 mm.

Le second cylindre (« Water Jacket ») a lui aussi un rayon intérieur constant de 27,330 mm. La longueur du cylindre est de 291,846 mm ; l'épaisseur du cylindre est de 0,508 mm mais elle passe à 1,016 mm sur les derniers 55,88 mm de chaque extrémité.

Deux copies du tube à vide ont été construites. Leurs dimensions ont été mesurées avant le traitement décrit ci-dessous et sont indiquées dans le tableau 2.1 (la moyenne des deux est mentionnée car on ne sait pas quel tube a été installé dans le détecteur).

Premier cylindre (« Beampipe »)		
	Spécification	Valeur mesurée
Rayon intérieur	$24,994^{+0,000}_{-0,025}$	24,977
Rayon du fond du canal d'eau	$25,806^{+0,051}_{-0,000}$	25,824
Rayon extérieur	$27,178^{+0,000}_{-0,025}$	27,168
Deuxième cylindre (« Water Jacket »)		
	Spécification	Valeur mesurée
Rayon intérieur	$27,330^{+0,013}_{-0,013}$	27,345
Petit rayon extérieur	$27,838^{+0,025}_{-0,000}$	27,853
Rayon extérieur	$28,346^{+0,013}_{-0,025}$	28,346 ^a

^a Pas de mesure, spécification à la place

TAB. 2.1 – Dimensions (en mm) du tube à vide

Une fois les cylindres fabriqués, c'est à dire une fois que les canaux d'écoulement pour l'eau ont été creusés, la surface extérieure du petit cylindre ainsi que la surface intérieure du grand cylindre, les surfaces qui sont en contact avec l'eau, ont été recouvertes d'une fine couche de nickel. L'épaisseur nominale du nickel est de $9\text{ }\mu\text{m}$ et son utilité est de protéger contre la corrosion que pourrait provoquer l'eau sur le béryllium.

Les deux cylindres ont ensuite été emboîtés l'un dans l'autre pour former le tube à vide. Après assemblage, la surface extérieure a été peinte avec une peinture anti-corrosion BR127 (celle utilisée pour peindre les avions ; elle est composée principalement de chromate de strontium SrCrO_4 et de diverses résines) pour empêcher l'oxydation du béryllium. L'épaisseur de cette couche est de $15\text{ }\mu\text{m}$. Pour protéger la partie en contact avec l'eau, la même peinture a été injectée à l'intérieur du canal d'eau. L'épaisseur de la peinture ainsi déposée est ici de $10\text{ }\mu\text{m}$. De l'or a été également évaporé pour recouvrir l'intérieur du tube à vide. Ce procédé permet d'obtenir une couche d'épaisseur variant de 3 à $6\text{ }\mu\text{m}$. Enfin, à chaque extrémité du tube à vide, où le tube change de diamètre, un ruban de tantale a été placé avec une épaisseur de $150\text{ }\mu\text{m}$. L'or et le tantale servent à réduire dans la chambre à fils et le détecteur en silicium, le bruit de fond dû aux rayons X émis par le faisceau.

La figure 2.3 représente une coupe du tube à vide dans le plan $x - y$. La zone hachurée est le canal où s'écoule l'eau ; sa forme varie avec z comme décrit dans la section suivante. Le tableau 2.2 résume les caractéristiques radiales du tube.

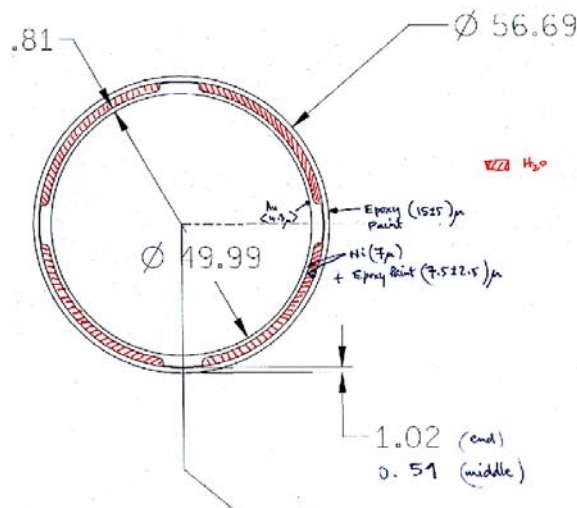


FIG. 2.3 – Structure radiale du tube à vide (en mm)

Matériel	Rayon intérieur	Rayon extérieur	Epaisseur
Or	24,971 7	24,976	0,004 3
Béryllium	24,976	25,824 ^a	0,848 ^a
		27,168 ^b	2,192 ^b
Nickel	25,824 ^a	25,833 ^a	0,009
	27,168 ^b	27,177 ^b	0,009
BR127	25,833 ^a	25,843 ^a	0,01
	27,177 ^b	27,187 ^b	0,01
Eau	25,843 ^a	27,326 ^a	1,483 ^a
BR127	27,326	27,336	0,01
Nickel	27,336	27,345	0,009
Béryllium	27,345	27,853 ^c	0,508 ^c
		28,346 ^d	1,001 ^d
BR127	27,853 ^c	27,868 ^c	0,015
	28,346 ^d	28,361 ^d	0,015
Tantale ^e	28,361 ^e	28,511 ^e	0,15 ^e

^a Partie avec canal d'eau^b Partie sans canal d'eau^c Centre du tube^d Extrémités du tube^e Au niveau des extrémités

TAB. 2.2 – Distribution radiale du matériel du tube à vide (en mm)

2.1.2 Structure longitudinale

a) Le canal d'écoulement de l'eau

La figure 2.4 donne la géométrie du canal sur une vue de haut (figure du haut : plan $x - z$) et une vue de coté (figure du bas : plan $y - z$). La zone hachurée représente la zone où le cylindre en béryllium n'a pas été creusé et donc où il n'y a pas d'eau.

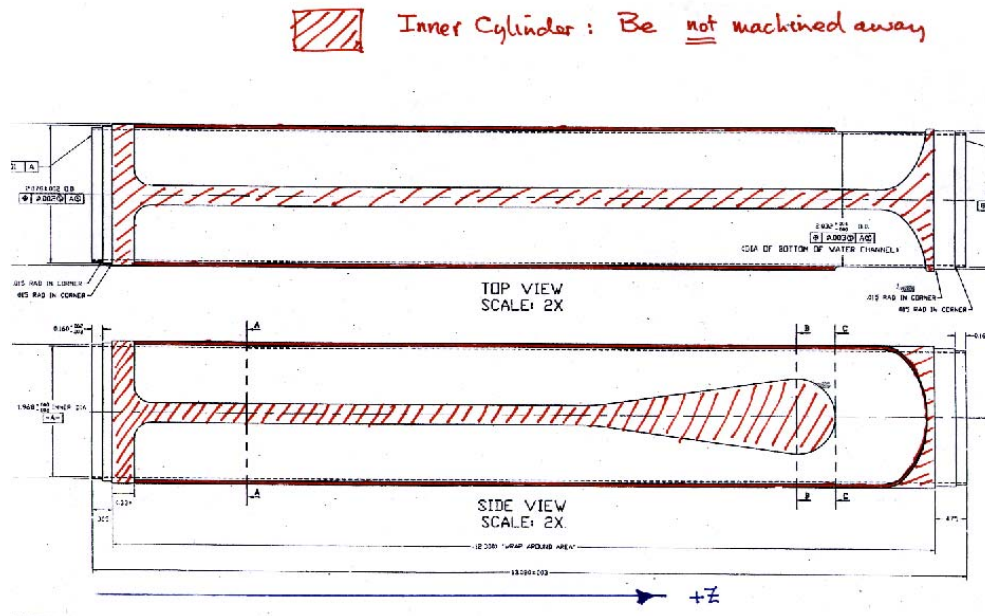


FIG. 2.4 – Géométrie du canal d'eau du tube à vide en vue de haut (figure du haut : plan $x - z$) et vue de côté (figure du bas : plan $y - z$)

Comme on peut le constater, il existe une zone où la composition du tube à vide reste constante. Par la suite, pour l'étude des interactions avec la matière, on se restreindra le plus souvent à cette région. Cette zone se situe entre les cotes $z = -79,71$ mm et $z = +27,11$ mm. La figure 2.3 est une coupe du tube dans cette région.

A l'intérieur de cette zone, deux régions avec des compositions différentes existent (voir 2.3). En définissant φ , l'angle par rapport à l'axe Ox dans le plan $x - y$, elles sont définies par :

- $-8^\circ < \varphi < 8^\circ$, $82^\circ < \varphi < 98^\circ$, $172^\circ < \varphi < 188^\circ$ et $-98^\circ < \varphi < -82^\circ$ où il n'y essentiellement que du béryllium,
- $8^\circ < \varphi < 82^\circ$, $98^\circ < \varphi < 172^\circ$, $-172^\circ < \varphi < -98^\circ$ et $-82^\circ < \varphi < -8^\circ$ où il y a aussi de l'eau.

Pour déterminer l'échelle radiale de BABAR, la structure de la matière dans cette partie sera comparée avec les résultats de l'étude des interactions dans la matière.

b) Le tantale

Aux extrémités du tube à vide, le rayon du cylindre de béryllium extérieur augmente. A hauteur de ces deux points, du tantale a été enroulé autour du tube pour le protéger. On peut le voir sur la photographie 2.5 qui montre la partie arrière du tube avant montage dans le détecteur.

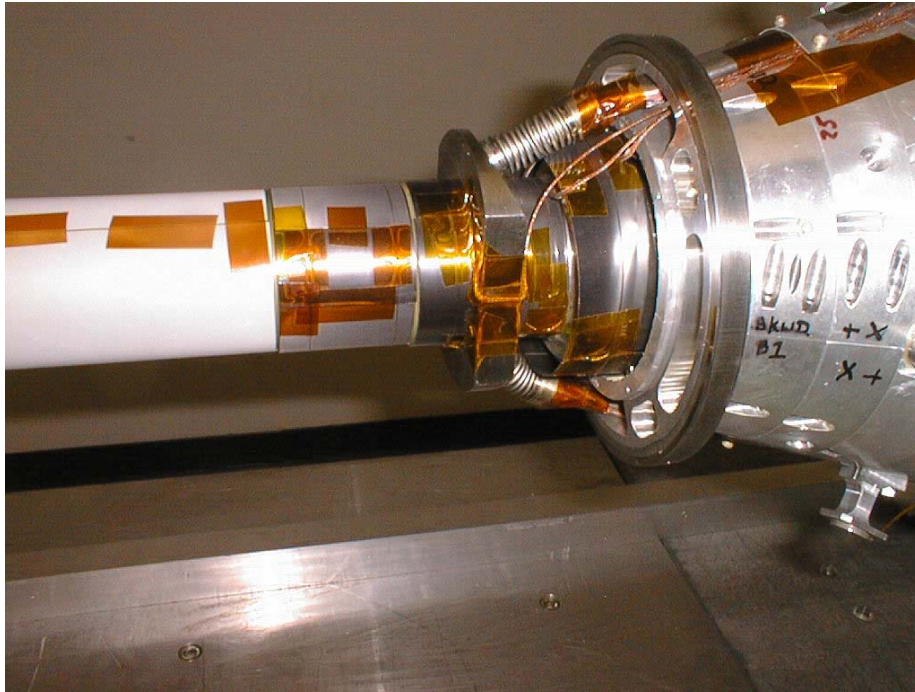


FIG. 2.5 – Photographie de la partie arrière du tube à vide avec gros plan sur le tantale

Le principe de la détermination de l'échelle longitudinale du détecteur sera de comparer la distance entre les deux points où le tube change de rayon et est entouré de tantale avec celle reconstruite par le détecteur. Ces deux points sont visibles sur la photographie 2.6. Leur position nominale dans le référentiel BABAR sont :

- $z_{avant} = 101,371 \text{ mm}$,
- $z_{arriere} = -78,715 \text{ mm}$,
- distance entre les deux points, $d = 180,086 \pm 0,200 \text{ mm}^1$.

¹ Le tantale a été aligné à la main aux endroits où le tube change de rayon. Aucune mesure n'a été effectuée après la pose si bien qu'une erreur de $200 \mu\text{m}$ est assignée à cette grandeur. Cette distance a été mesurée optiquement sur le tube de rechange, qui n'a pas de tantale ([41]) et a été trouvée égale à $180,093 \text{ mm}$.



FIG. 2.6 – Photographie du tube à vide

2.1.3 Position absolue du tube à vide

Le système de coordonnées de BABAR est défini par la chambre à fils. Cependant le tube à vide peut bouger par rapport à cette dernière. Le détecteur en silicium et le tube à vide sont fixés sur le même support et on peut supposer qu'ils sont fixes l'un par rapport à l'autre. Lors de la reconstruction en ligne des événements, la position relative du détecteur en silicium et de la chambre à fils, c'est à dire l'alignement global du détecteur, est calculée pour chaque run [42]. Les paramètres déterminant la position du détecteur en silicium seront donc appliqués au tube à vide pour qu'il puisse être considéré comme fixe par rapport au référentiel de BABAR.

La position du détecteur en silicium (et du tube à vide) par rapport à la chambre à fils est décrite par 6 paramètres (une translation et une rotation) :

- dx, dy et dz qui représentent les translations dans les directions des 3 axes d'espace,
- $rotx, roty$ et $rotz$ qui sont les angles de rotation du détecteur en silicium par

rapport à la chambre à fils respectivement autour de l'axe Ox , Oy et Oz .

Ces paramètres sont estimés en ligne run à run, c'est à dire toutes les 2 heures environ. Pour les déterminer, des événements avec deux traces, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ou $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont utilisés. Le programme de reconstruction cherche à aligner au niveau du tube-support (rayon de 20 cm) les parties des traces faites avec uniquement des points dans la chambre à fils avec celles ayant seulement des points dans le détecteur en silicium et extrait ainsi les corrections à appliquer.

Les figures 2.7, 2.8 et 2.9 montrent l'évolution de ces paramètres au cours du temps. Sur ces diagrammes ont été superposées des flèches ; une flèche vers le haut signifie que le courant du solénoïde a été mis en route, une flèche vers le bas qu'il a été éteint. Un « O » sous une flèche indique qu'une des portes du détecteur a été ouverte pour un accès.

Sur le diagramme de l'évolution de dz en particulier, on peut constater que le détecteur en silicium bouge par rapport à la chambre à fils. On peut voir des variations rapides sur une échelle d'une heure. Elles sont dues à la dilatation des chambres à vide qui changent de température quand les faisceaux sont perdus ou injectés. De plus, chaque fois qu'une porte est ouverte, le support du détecteur en silicium bouge et les paramètres de l'alignement global varient brusquement, ce qui indique que l'algorithme d'alignement réagit à des mouvements réels du support.

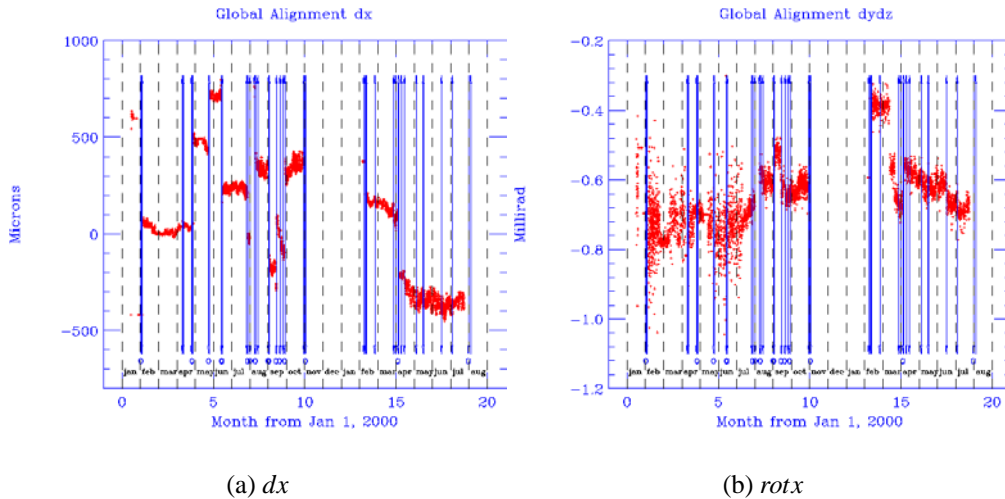


FIG. 2.7 – Paramètres de l'alignement global (axe Ox)

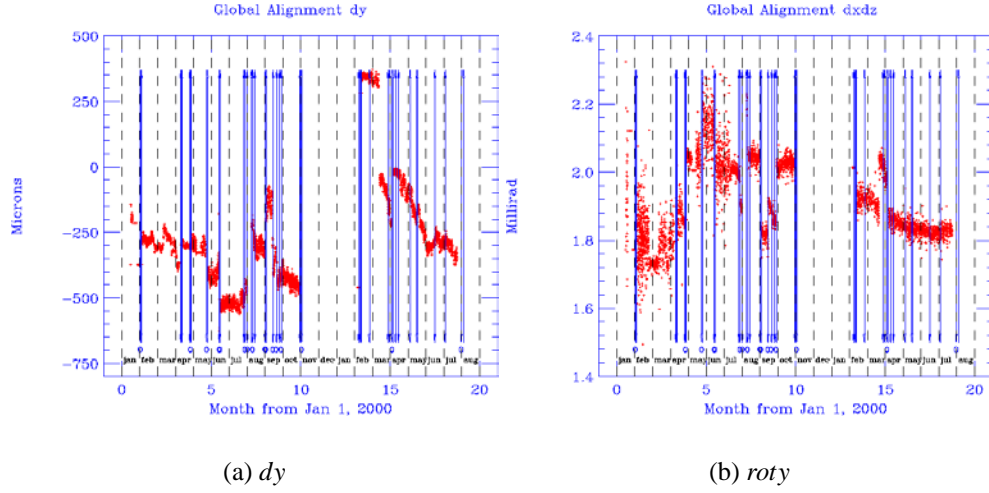


FIG. 2.8 – Paramètres de l'alignement global (axe Oy)

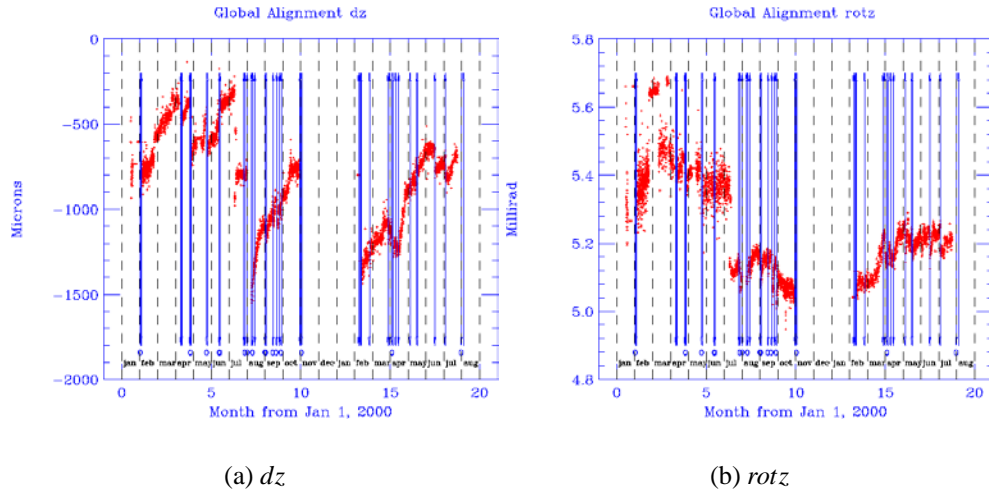


FIG. 2.9 – Paramètres de l'alignement global (axe Oz)

Il existe en outre une dérive importante selon l'axe z , d'environ $200 \mu m$ par mois. Pour vérifier cela, il a été installé sur le support du détecteur, des capteurs qui mesurent depuis janvier 2001 le mouvement du support du détecteur en silicium par rapport à l'ensemble du détecteur. La figure 2.10 montre sur la même figure le paramètre de translation selon l'axe z , dz calculé par l'algorithme d'alignement global (courbe rouge) et le mouvement relatif mesuré par les capteurs (courbe noire pour le capteur arrière et bleue pour le capteur avant). Le capteur arrière

mesure une élongation et donc dz augmente au cours du temps. Le capteur avant mesure la contraction opposée.

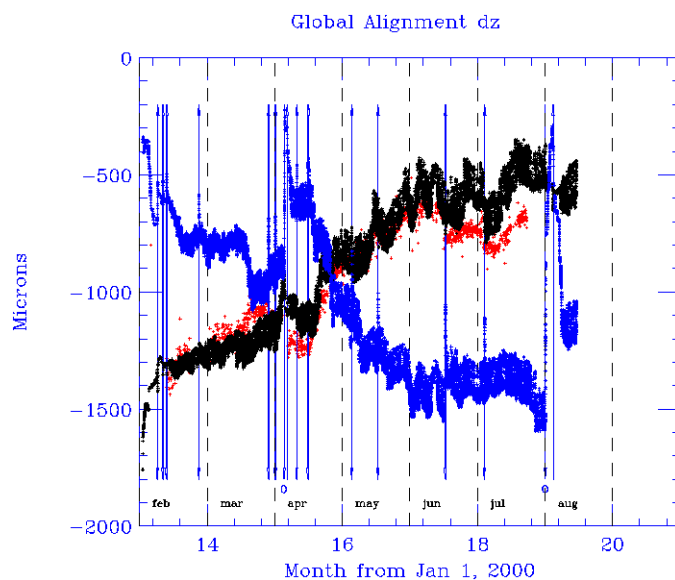


FIG. 2.10 – Mouvement relatif du détecteur en silicium

Les courbes se superposent (aucun facteur multiplicatif n'a été appliqué), ce mouvement est donc bien réel. Son origine n'est pas connue avec certitude mais on peut penser que les aimants permanents Q1 et B1 interagissent avec le champ magnétique du solénoïde. Ceux-ci sont placés sur le même support que le détecteur en silicium et on peut voir aussi que chaque fois que le solénoïde est arrêté, le support du détecteur en silicium relaxe vers sa position initiale. Un calcul a été mené pour estimer la force à laquelle sont soumis les aimants permanents dans le champ magnétique [43]. Les résultats sont résumés dans le tableau 2.3.

Aimant	Force selon l'axe z (en N)
Q1 Avant	-440
B1 Avant	40
B1 Arrière	180
Q1 Arrière	4 160
Total	3 940

TAB. 2.3 – Force magnétique

Une force suivant l'axe z assez importante est présente et pourrait expliquer le mouvement des aimants entraînant le tube à vide.

Pour que le tube à vide puisse être considéré comme fixe, il faut transformer ses coordonnées pour les exprimer dans le référentiel de BABAR. Pour cela il faut inverser la transformation calculée par l'alignement global, c'est à dire si

$$M = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

est un point du tube à vide (et mobile par rapport à la chambre à fils), le point

$$M' = [R_x(rox)R_y(roty)R_z(rotz)]^{-1} \begin{pmatrix} x - dx \\ y - dy \\ z - dz \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

est fixe par rapport au référentiel BABAR. Les matrices $R_i(\theta)$ sont les matrices de rotation autour de l'axe i d'un angle θ . Par exemple la matrice de rotation autour de l'axe (Ox) est :

$$R_x(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ 0 & -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

2.2 Sélection des interactions

Pour reconstruire les interactions dans la matière, un proton identifié est associé avec une ou plusieurs autres traces chargées pour rechercher un point d'origine commune (« vertex »). D'autres critères de sélection, sur la qualité des traces employées par exemple, sont appliqués pour obtenir une meilleure précision dans les mesures.

2.2.1 Identification des protons

L'identification des protons se fait à l'aide du détecteur BABAR en utilisant les sous-détecteurs chambre à fils et DIRC. L'efficacité d'identification n'est pas ici cruciale mais il faut obtenir une grande pureté du lot de protons qui va être utilisé.

Pour l'identification des protons, il y a trois cas de figure possibles :

- **Cas 1**, $p_{proton} < 870 \text{ MeV}/c$: le proton n'a pas une vitesse assez grande pour créer de la lumière Cherenkov dans le DIRC,

- **Cas 2**, $p_{proton} > 870$ MeV/c et la trace passe à l'intérieur du DIRC : le proton doit créer de la lumière Cherenkov,
- **Cas 3**, $p_{proton} > 870$ MeV/c et la trace ne passe pas à l'intérieur du DIRC.

a) chambre à fils et dE/dx

Pour chaque trace, le dE/dx que l'on attend pour un proton d'impulsion p et de masse m_{proton} est calculé en utilisant la formule de Bethe-Bloch :

$$(dE/dx)_{theorique} = \frac{b_0}{\beta^{b_4}} \left(b_1 - \beta^{b_4} - \log \left(b_2 + (\beta\gamma)^{-b_3} \right) \right) \quad (2.4)$$

où

$$\beta = \frac{p}{c m_{proton} \gamma} \quad (2.5)$$

et

$$\gamma = \sqrt{1 + \left(\frac{p}{c m_{proton}} \right)^2} \quad (2.6)$$

Les paramètres b_i de la fonction de Bethe-Bloch sont calibrés en utilisant des lots purs de particules et valent :

b_0	31,911
b_1	12,257
b_2	$6,946 \cdot 10^{-5}$
b_3	2,085 1
b_4	2,304 7

TAB. 2.4 – Paramètres de la fonction de Bethe-Bloch

Cette valeur théorique est comparée avec le dE/dx mesuré dans la chambre à fils, $(dE/dx)_{mesure}$. Suivant l'impulsion du proton, sont gardées les traces pour lesquelles :

- **Cas 1 et Cas 3** (pas de DIRC) :

$$\left| \frac{(dE/dx)_{mesure} - (dE/dx)_{theorique}}{(dE/dx)_{theorique}} \right| < 0,25 \quad (2.7)$$

- **Cas 2 (DIRC) :**

$$\left| \frac{(dE/dx)_{mesure} - (dE/dx)_{theorique}}{(dE/dx)_{theorique}} \right| < 0,5 \quad (2.8)$$

La figure 2.11 représente la distribution du dE/dx des traces sélectionnées (à gauche) et de toutes les traces (à droite) en fonction de l'impulsion des traces.

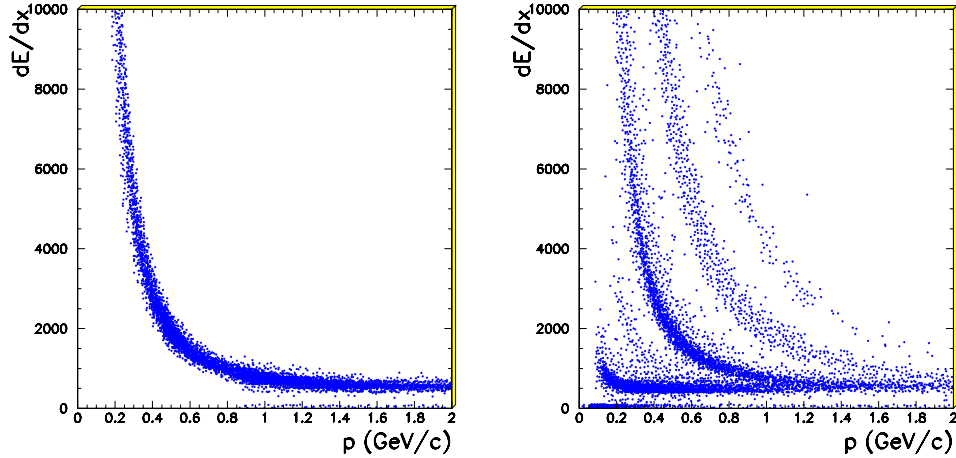


FIG. 2.11 – dE/dx des traces sélectionnées (proton à gauche, toutes les traces à droite)

Sur la figure de droite, on distingue plusieurs bandes qui correspondent (de gauche à droite) aux pions, kaons, protons, deutériums et tritiums. Ce diagramme a été obtenu en utilisant des traces provenant d'interactions avec la matière. C'est pour cela qu'il existe en grande proportion des protons, deutériums et tritiums et qu'il y a peu de kaons car ils sont rarement produits par électro-production.

b) DIRC et θ_c

Pour chaque trace d'impulsion p donnant de la lumière Cherenkov dans le DIRC, la valeur attendue de l'angle Cherenkov (θ_π , θ_K et θ_p) est calculée pour les hypothèses de masse pion, kaon et proton :

$$\cos(\theta_X) = \frac{\sqrt{p^2 + m_X^2 c^2}}{pn} \quad (2.9)$$

avec $n = 1,474$.

Ces valeurs sont comparées à la valeur mesurée dans le DIRC, θ_c . Suivant l'impulsion de la trace, différentes sélections sont appliquées :

- **Cas 1 et Cas 3** : il ne doit y avoir aucune lumière Cherenkov donc :

$$\theta_c = 0 \quad (2.10)$$

Cette condition exclut donc les e^\pm , π^\pm et K^\pm identifiés par le DIRC.

- **Cas 2** : l'angle mesuré doit être plus proche de l'angle théorique pour l'hypothèse proton que pour les autres hypothèses :

$$|\theta_c - \theta_p| < |\theta_c - \theta_\pi| \quad (2.11)$$

et

$$|\theta_c - \theta_p| < |\theta_c - \theta_K| \quad (2.12)$$

La figure 2.12 représente l'angle Cherenkov des traces sélectionnées (à gauche pour les protons) et de toutes les traces (à droite) en fonction de l'impulsion des traces.

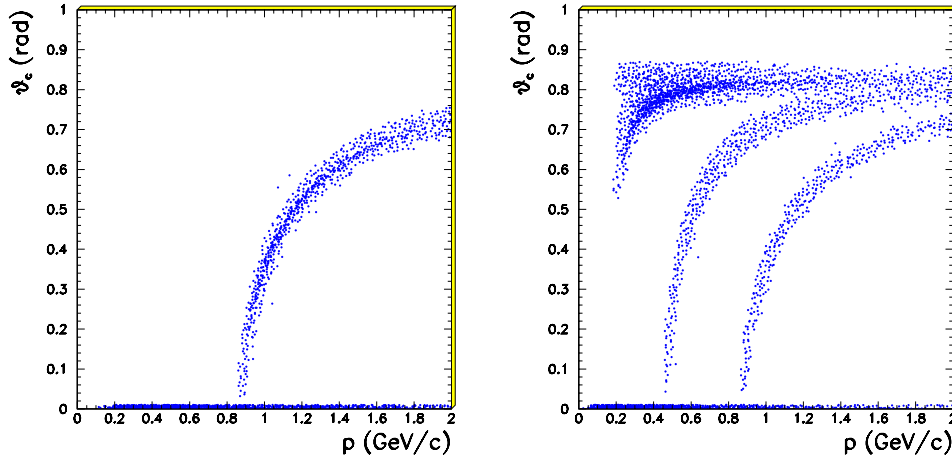


FIG. 2.12 – Angle Cherenkov des traces sélectionnées (proton à gauche, toutes les traces à droite)

On peut distinguer ici plusieurs bandes correspondant (du haut vers le bas) aux électrons, aux pions, aux kaons et aux protons. Le diagramme a été obtenu avec le même échantillon de traces que la figure 2.11 mais il semble y avoir ici plus de

kaons. Cependant, l'algorithme de reconstruction de l'angle Cherenkov dans le DIRC ne considère que les hypothèses électrons, pions, kaons et protons, si bien qu'un deutérium, par exemple, peut très bien avoir un angle Cherenkov mesuré correspondant à un kaon.

2.2.2 Reconstruction du point d'interaction

Une fois un proton identifié, une ou plusieurs traces du même événement lui sont associées pour essayer de trouver un point géométrique d'origine commune (ou « vertex »). Il faut noter que toutes les traces (même le proton) sont reconstruites en tant que pion ; en particulier, les corrections que l'on doit appliquer pour tenir compte des pertes d'énergie par ionisation dans la matière du détecteur sont calculées comme si toutes les traces étaient des pions.

a) Algorithme utilisé

L'algorithme utilisé [44] pour rechercher le vertex commun aux traces est basé sur une méthode plus générale de « moindres carrés » et de multiplicateurs de Lagrange [45].

Le but de l'algorithme est de trouver le point commun M d'origine (ou vertex) de n traces chargées (en général 2 ou 3) :

$$M = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Le détecteur BABAR (le détecteur en silicium et la chambre à fils) permet d'obtenir l'impulsion \vec{p}_i de chaque trace, avec une précision $\delta\vec{p}_i$ au point $M_{0i} \pm \delta M_{0i}$.

Les particules chargées évoluent dans un champ magnétique \vec{B} parallèle à l'axe z . Entre l'instant t où la particule i de charge q_i se trouve en M et l'instant t_{0i} où elle se trouve en M_{0i} , on a la relation :

$$\overrightarrow{OM_{0i}} = \begin{cases} x_{0i} = x + R_i \cos \omega_{ci} (t_{0i} - t) \\ y_{0i} = y + R_i \sin \omega_{ci} (t_{0i} - t) \\ z_{0i} = z + v_{z0i} (t_{0i} - t) \end{cases} \quad (2.14)$$

avec

$$R_i = \frac{p_{Ti}}{q_i B} \quad (2.15)$$

et

$$\omega_{ci} = \frac{p_{Ti}}{m_i \gamma_i R_i} \quad (2.16)$$

$p_{Ti} = \sqrt{p_{xi}^2 + p_{yi}^2}$ est l'impulsion transverse de la particule et $\gamma_i = \left(1 - \frac{v_i^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$.

Or $\vec{p}_i = \gamma_i m_i \vec{v}_i$ donc :

$$\vec{p}_i = \begin{cases} p_{xi} = -p_{Ti} \sin \omega_{ci} (t_{0i} - t) \\ p_{yi} = p_{Ti} \cos \omega_{ci} (t_{0i} - t) \\ p_{zi} \end{cases} \quad (2.17)$$

D'après 2.14 et 2.17, avec $\Delta x_i = x - x_{0i}$, $\Delta y_i = y - y_{0i}$ et $\Delta z_i = z - z_{0i}$:

$$\frac{1}{p_{Ti}} (\Delta y_i p_{xi} - \Delta x_i p_{yi}) - \frac{q_i B}{p_{Ti}} [(\Delta x_i)^2 + (\Delta y_i)^2] = 0 \quad (2.18)$$

et

$$\Delta z_i + \frac{p_{zi}}{2 q_i B} \text{Arcsin} \frac{q_i B (\Delta y_i p_{yi} - \Delta x_i p_{xi})}{p_{Ti}^2} = 0 \quad (2.19)$$

Dans le cas qui nous intéresse, il y a trois inconnues à estimer de la meilleure façon possible : les coordonnées x , y et z du vertex commun, regroupées dans le vecteur \vec{x} . Les quantités que l'on mesure sont les paramètres des n traces : $3 \times n$ impulsions et $3 \times n$ coordonnées d'espace qui représentent les points où sont calculées les impulsions. Ses quantités sont regroupées dans le $6 \times n$ vecteur $\vec{\eta}$.

Les quantités effectivement mesurées par le détecteur sont regroupées dans le $6 \times n$ vecteur \vec{y} . Elles diffèrent des quantités idéales $\vec{\eta}$ par les erreurs $\vec{\epsilon}$. Pour pouvoir appliquer la méthode des moindres carrés, il faut supposer que les erreurs $\vec{\epsilon}$ suivent une distribution gaussienne.

Les $2 \times n$ contraintes (2.18) et (2.19) relient les paramètres et les inconnues et peuvent s'écrire plus généralement (pour $k = 1, 2, \dots, 2 \times n$)

$$f_k(\vec{x}, \vec{\eta}) = f_k(\vec{x}, \vec{y} + \vec{\epsilon}) = 0 \quad (2.20)$$

Avec une première approximation du vertex $M_0 = (x_0, y_0, z_0)$, on peut développer f_k autour de M_0 :

$$\begin{aligned} f_k(\vec{x}, \vec{\eta}) &= f_k(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) \\ &+ \left(\frac{\partial f_k}{\partial x} \right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} (x - x_0) + \left(\frac{\partial f_k}{\partial y} \right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} (y - y_0) + \left(\frac{\partial f_k}{\partial z} \right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} (z - z_0) \\ &+ \left(\frac{\partial f_k}{\partial \eta_1} \right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} (\eta_1 - \eta_{1,0}) + \dots + \left(\frac{\partial f_k}{\partial \eta_{6n}} \right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} (\eta_{6n} - \eta_{6n,0}) \end{aligned} \quad (2.21)$$

En introduisant les matrices et vecteurs suivants,

$$A = \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial f_1}{\partial x}\right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} & \left(\frac{\partial f_1}{\partial y}\right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} & \left(\frac{\partial f_1}{\partial z}\right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \left(\frac{\partial f_{2n}}{\partial x}\right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} & \left(\frac{\partial f_{2n}}{\partial y}\right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} & \left(\frac{\partial f_{2n}}{\partial z}\right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

$$B = \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial f_1}{\partial \eta_1}\right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} & \cdots & \left(\frac{\partial f_1}{\partial \eta_{6n}}\right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \left(\frac{\partial f_{2n}}{\partial \eta_1}\right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} & \cdots & \left(\frac{\partial f_{2n}}{\partial \eta_{6n}}\right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

$$\vec{c} = \begin{pmatrix} f_1(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) \\ \vdots \\ f_{2n}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

$$\vec{\xi} = \vec{x} - \vec{x}_0 \quad (2.25)$$

et

$$\vec{\delta} = \vec{\eta} - \vec{\eta}_0 \quad (2.26)$$

les contraintes 2.20 s'écrivent :

$$A \vec{\xi} + B \vec{\delta} + \vec{c} = 0 \quad (2.27)$$

S'il y a deux traces, la première approximation du vertex M_0 est le point le plus proche entre les deux trajectoires. Il est obtenu en parcourant de proche en proche chaque trace jusqu'à obtenir deux points qui minimisent la distance entre elles. Le milieu géométrique de ces points est alors le point le plus proche. S'il y a plus de deux traces, la même procédure est appliquée pour les traces prises deux à deux et le point pour les deux traces les plus proches est choisi.

En introduisant $\vec{\mu}$, un $2n$ -vecteur de multiplicateurs de Lagrange, on définit le Lagrangien du problème comme :

$$L = {}^t \vec{\delta} G_y \vec{\delta} + 2 {}^t \vec{\mu} (A \vec{\xi} + B \vec{\delta} + \vec{c}) \quad (2.28)$$

G_y est la matrice des poids des paramètres, c'est à dire la matrice inverse des matrices de covariance des paramètres \vec{y} . Puisque les paramètres des traces sont

indépendants entre deux traces différentes, cette matrice est diagonale par blocs de dimension 6×6 .

Minimiser ce Lagrangien permet d'estimer la position du vertex par la méthode des moindres carrés. En résolvant 2.28 [45], on obtient une première estimation des inconnues et des paramètres :

$$\vec{\tilde{x}} = \vec{x}_0 + \vec{\tilde{\xi}} \quad (2.29)$$

et

$$\vec{\tilde{\eta}} = \vec{\eta}_0 + \vec{\tilde{\delta}} \quad (2.30)$$

avec

$$\vec{\tilde{\xi}} = -({}^t A G_B A)^{-1} {}^t A G_B \vec{c} \quad (2.31)$$

$$\vec{\tilde{\delta}} = -G_y^{-1} B G_B \left(\vec{c} + A \vec{\tilde{\xi}} \right) \quad (2.32)$$

où

$$G_B = (B G_y^{-1} B)^{-1} \quad (2.33)$$

La matrice de covariance du vertex est alors :

$$G_{\vec{\tilde{x}}}^{-1} = ({}^t A G_B A)^{-1} \quad (2.34)$$

Le minimum de 2.28 peut s'écrire :

$$M = {}^t \begin{pmatrix} B \vec{\tilde{\delta}} \end{pmatrix} G_B \begin{pmatrix} B \vec{\tilde{\delta}} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

M suit une distribution du χ^2 à $2n - 3$ degrés de liberté. Les contraintes ne sont pas linéaires donc 2.29 ne donne pas directement la solution au problème. Pour cela, il faut remplacer la première estimation du vertex \vec{x}_0 par l'estimation trouvée lors de la première itération, $\vec{\tilde{x}}$ et recommencer. Les itérations sont arrêtées :

- lorsque le changement de χ^2 donné par 2.35 est inférieur à 0,005 entre deux itérations,
- ou bien lorsqu'il y a déjà eu 6 itérations.

b) Sélection sur la qualité du vertex

Dans un premier temps, chaque proton identifié est associé avec une autre trace du même événement. Si le vertex de ces deux traces a une probabilité de χ^2 supérieure à 10^{-3} la trace est conservée.

Ensuite, le même proton est combiné de toutes les manières possibles avec les traces conservées lors de la première étape. La combinaison qui a la plus grande probabilité de χ^2 est gardée. Uniquement les interactions qui ont un vertex avec une probabilité de χ^2 plus grande que 10^{-3} et qui interviennent à un rayon $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ compris entre 2 et 6 cm sont finalement utilisées.

Pour avoir une plus grande précision sur la mesure des points d'interaction, une sélection supplémentaire est appliquée sur l'erreur événement par événement calculée pour chaque vertex et obtenue par 2.34. Le vertex trouvé doit avoir :

- $\sigma_x^2 < 10^{-4} \text{ cm}^2$,
- $\sigma_y^2 < 10^{-4} \text{ cm}^2$,
- $\sigma_z^2 < 10^{-3} \text{ cm}^2$.

Les figures 2.13 montrent les distributions des erreurs calculées pour chaque vertex et les sélections appliquées sur chaque variable.

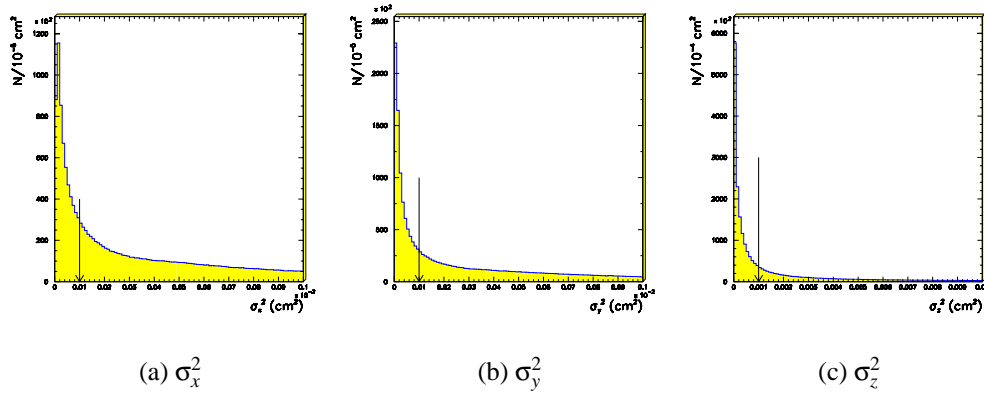


FIG. 2.13 – Erreurs sur la position des interactions dans la matière

On remarque ici que la précision est meilleure dans le plan $x - y$ que selon l'axe z (le diagramme correspondant à σ_z^2 a une échelle horizontale 10 fois plus grande que les deux autres).

2.2.3 Autres critères de sélection

Parmi les interactions sélectionnées se trouvent en grande quantité les désintégrations $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Comme les Λ ont un grand temps de vie ($c\tau_\Lambda = 7,89$ cm [3]), il est nécessaire d'éliminer leurs points de désintégration du lot étudié parce qu'ils peuvent être placés à n'importe quel endroit et viendraient donc fausser les mesures. Pour cela, les interactions pour lesquelles $1,11 < m(p\pi^-) < 1,122$ GeV/c² sont enlevées. La figure 2.14 représente la distribution de la masse invariante $p - \pi^-$ des interactions sélectionnées. Un pic à la masse du Λ est visible ($m_\Lambda = 1\,115,683 \pm 0,006$ MeV/c² [3]) et la zone en masse qui n'est pas utilisée est marquée par des flèches.

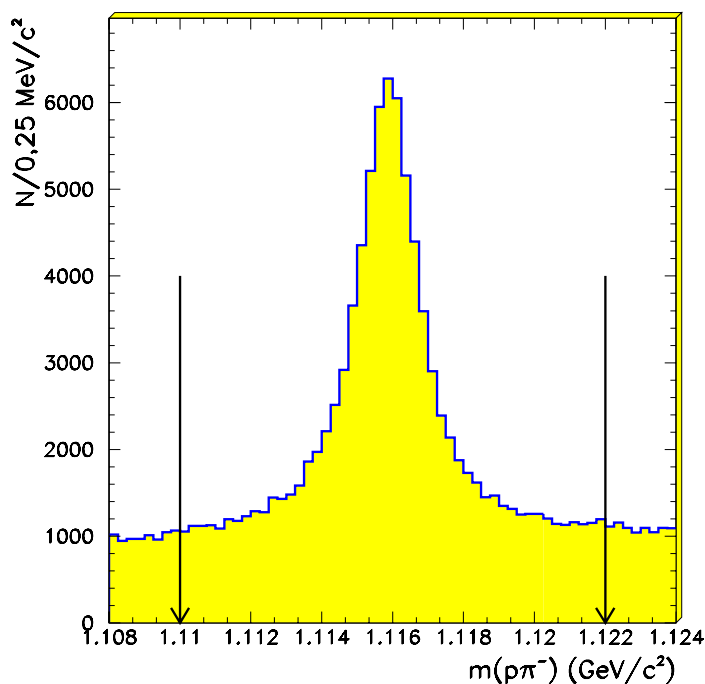


FIG. 2.14 – Distribution de masse invariante $p - \pi^-$

Enfin, pour avoir des traces mesurées de façon précise, on ne conserve que les interactions reconstruites avec des traces chargées qui ont plus de 6 points de mesure dans le détecteur en silicium et avec des protons qui ont plus de 20 points de mesure dans la chambre à fils. La figure 2.15 donne la distribution de ces deux quantités.

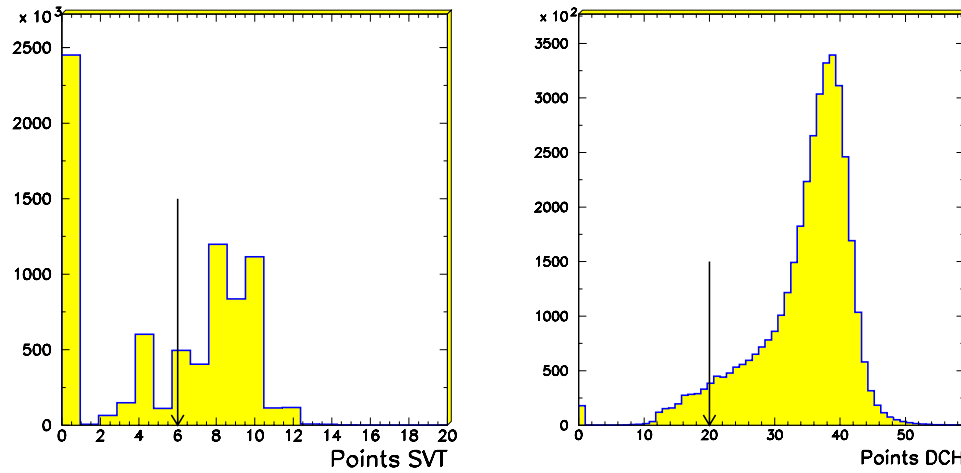


FIG. 2.15 – Distribution du nombre de points de mesure des traces dans le détecteur en silicium (gauche) et la chambre à fils (droite)

2.3 Résultats généraux

Les résultats présentés ici ont été obtenus en utilisant les données prises par BABAR pendant l'année 2001, entre le 16 mars et le 6 juillet. Cela représente au total $10,032 \text{ fb}^{-1}$ pris sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et $1,316 \text{ fb}^{-1}$ en dessous de la résonance.

Il faut noter que ces données ont été traitées (ou retraitées) avec le même ensemble de paramètres décrivant l'alignement interne du détecteur en silicium.

2.3.1 Composition de l'échantillon

Puisque les protons sélectionnés proviennent d'interactions dans la matière (et non avec de l'anti-matière), seulement des protons et non des anti-protons doivent être produits et se retrouver parmi les produits finaux.

La figure 2.16 montre la distribution des charges des particules utilisées comme protons pour étudier les interactions dans la matière. On peut constater que la majorité d'entre elles sont effectivement chargées positivement. Il y a environ 20 fois plus de protons que d'anti-protons.

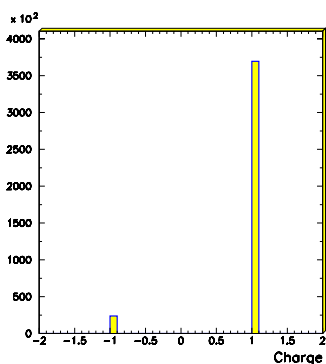


FIG. 2.16 – Distribution de la charge des particules sélectionnées comme protons

En outre, les interactions par électro-production peuvent créer des résonances baryoniques intermédiaires qui, en se désintégrant immédiatement, vont donner un proton dans l'état final. Ces interactions respectant les conditions requises, elles vont être sélectionnées par l'algorithme décrit précédemment. La figure 2.17 donne la distribution de masse invariante $p - \pi^-$ (gauche) et $p - \pi^+$ (droite) des particules se retrouvant dans le lot sélectionné.

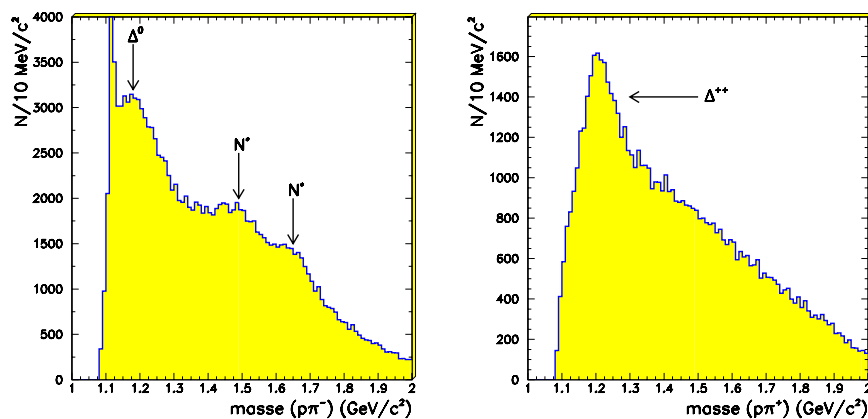


FIG. 2.17 – Distribution de masse $p - \pi^-$ (gauche) et $p - \pi^+$ (droite)

Sur ces distributions, on peut distinguer dans le cas $p - \pi^-$, outre le pic de masse du Λ qui est exclu du lot final, différents pics correspondant de gauche à droite au Δ^0 ($m_{\Delta^0} = 1\,232\text{ MeV}/c^2$), au $N^*(1520)$ et au $N^*(1650)$. Sur la distri-

bution de masse $p - \pi^+$, le pic du Δ^{++} ($m_{\Delta^{++}} = 1\,232\text{ MeV}/c^2$) est également visible.

2.3.2 Position des interactions

La figure 2.18 représente la position dans le plan $x - y$ (c'est à dire dans le plan transverse à l'axe de collision) des points d'interaction reconstruits grâce à la sélection et à l'algorithme décrits précédemment.

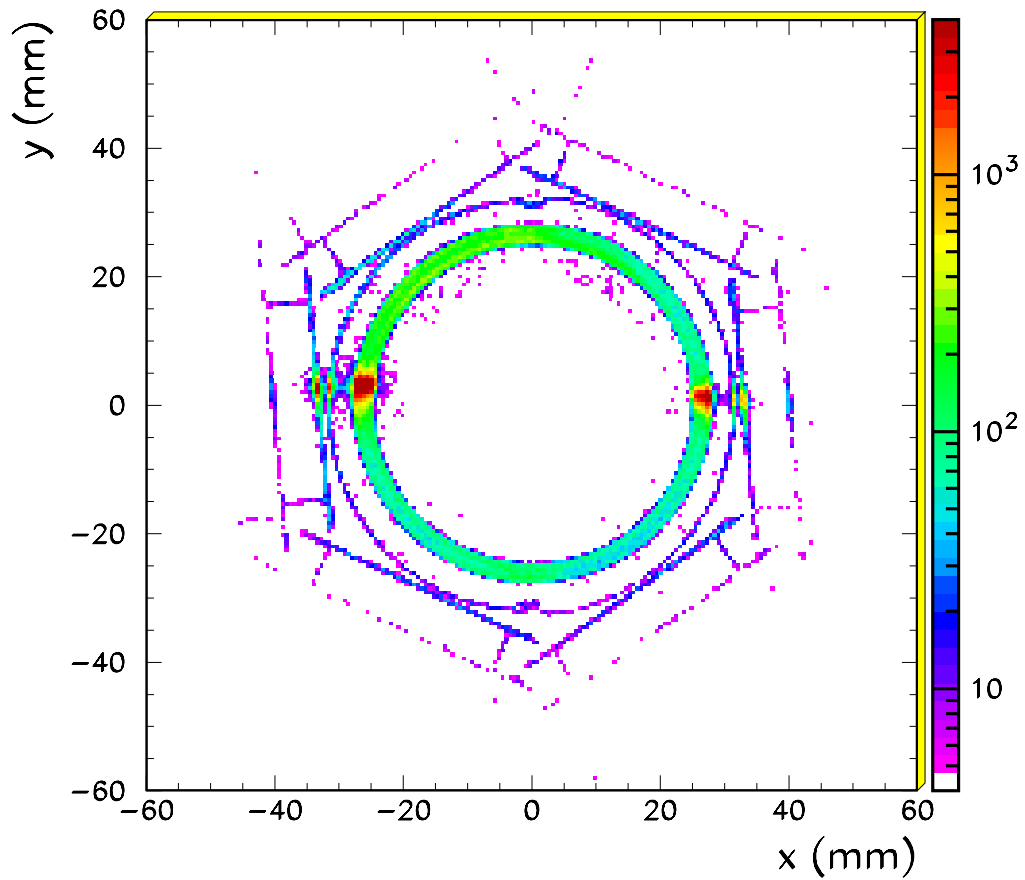


FIG. 2.18 – Position des interactions dans le plan $x - y$

Les interactions ayant lieu dans la matière, cette figure permet d'obtenir une

radiographie de la matière proche du point d'interaction. Le cylindre visible au centre est le tube à vide dont la géométrie a été décrite en détail dans la première section. Le taux d'interaction, qui est fonction de la nature de la matière, est représenté par différentes couleurs.

Un deuxième cylindre très mince peut également être distingué à un rayon de 32 mm. Il s'agit d'un écran pour protéger le détecteur en silicium des radiations de hautes fréquences dues aux faisceaux. Il est composé de 100 μm de fibre de carbone et d'une couche de 25 μm d'aluminium sur la face extérieure. Cet écran est en fait constitué de deux demi-cylindres qui s'emboîtent l'un dans l'autre dans le plan vertical.

Enfin, les deux premières couches du détecteur en silicium sont également visibles ainsi que les supports des 6 plaques de chaque couche (2 pour chaque plaque). Le détecteur en silicium a une forme hexagonale pour ses couches internes. Les deux premières sont situées à des rayons de 32 mm et 40 mm.

On peut remarquer deux points où le taux d'interaction est beaucoup plus important qu'ailleurs, dans le plan horizontal, à droite et à gauche du tube à vide. Ces « points chauds » correspondent au plan du faisceau, où il y a de nombreuses particules perdues. En effet, pour que le faisceau ait une forme ellipsoïdale dans le plan $x - y$, avec une étendue typique de 120 μm selon l'axe Ox et 5 μm selon l'axe Oy , la focalisation est meilleure suivant l'axe Oy . On comprend qu'alors les particules partent préférentiellement dans le plan $x - z$ et frappent donc le détecteur dans ce plan.

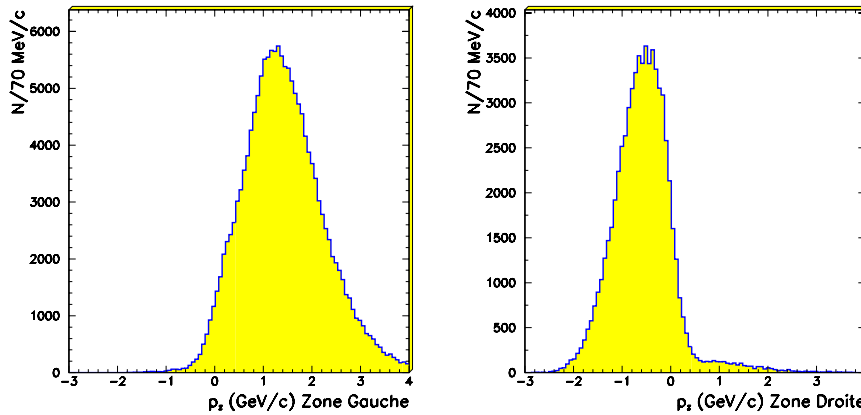


FIG. 2.19 – Distribution de l'impulsion longitudinale des interactions pour $x < 0$ (gauche) et $x > 0$ (droite) dans les « points chauds »

Les électrons perdus par le HER viennent percuter essentiellement la partie $x < 0$ du tube à vide alors que les positrons du LER vont sur la partie $x > 0$. En effet, si l'on compare les composantes longitudinales des impulsions des interactions (c'est à dire la somme des impulsions des particules de l'état final, ce qui donne la direction de la particule incidente) reconstruites dans les « points chauds » de gauche et de droite, on constate (Figure 2.19) que les interactions pour $x < 0$ sont plutôt dirigées vers l'avant du détecteur ($z > 0$), comme le HER, et vers l'arrière, comme le LER, pour les interactions de $x > 0$.

La figure 2.20 est un événement où un électron touche la partie gauche du tube à vide. Les particules émises partent principalement vers l'avant du détecteur.

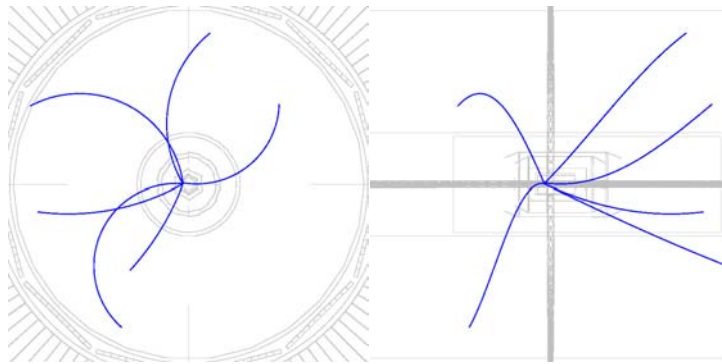


FIG. 2.20 – Exemple d'événement localisé dans le « point chaud » de gauche

La figure 2.21 représente un événement produit par un positron du LER, qui vient de l'avant du détecteur. Les particules de l'interaction se dirigent vers l'arrière.

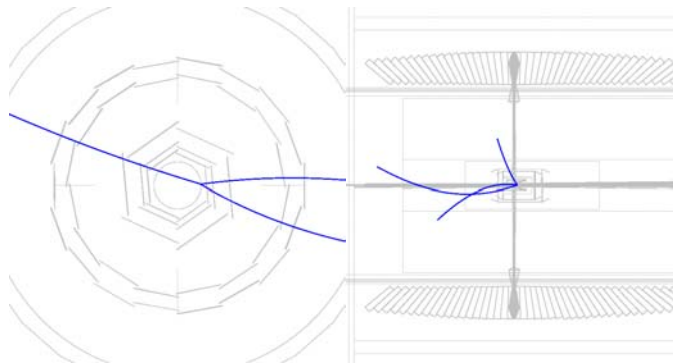


FIG. 2.21 – Exemple d'événement localisé dans le « point chaud » de droite

La figure 2.22 donne la position des interactions dans le plan $R - z$, R étant la distance par rapport à l'axe Oz .

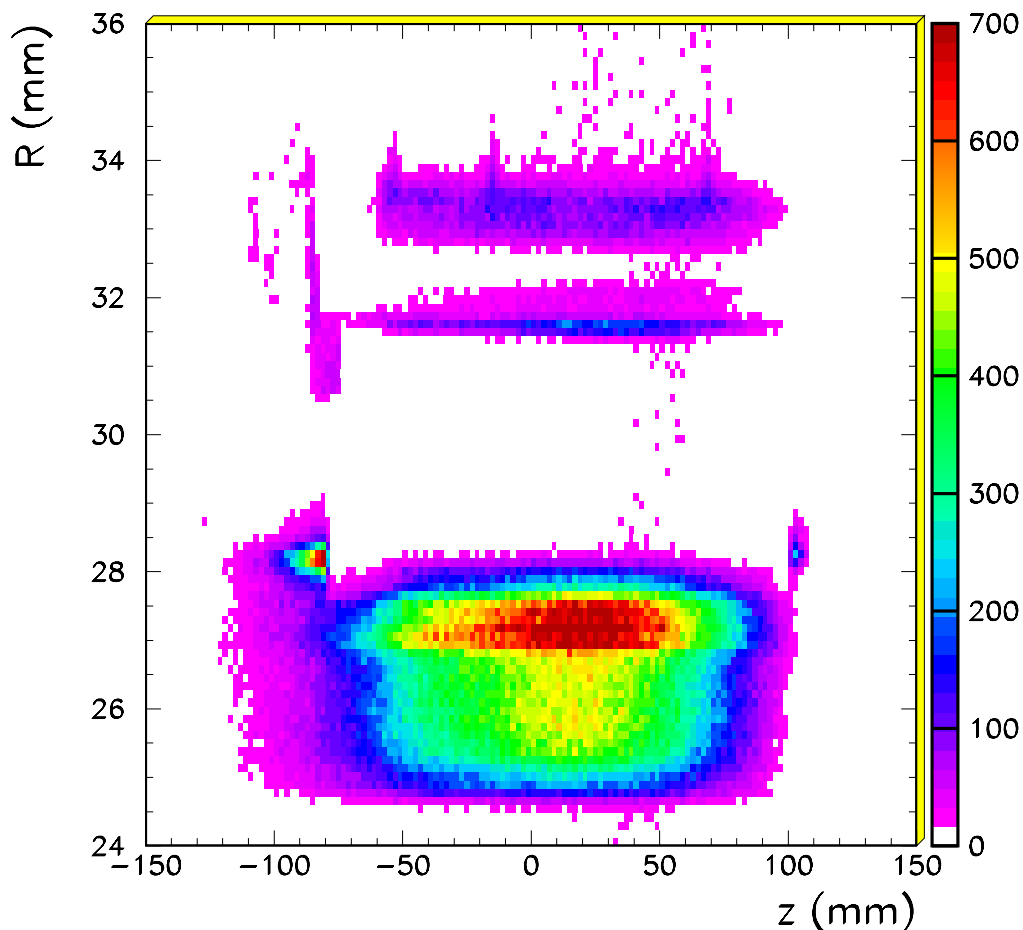


FIG. 2.22 – Position des interactions dans le plan $R - z$

Sur cette dernière figure, on distingue le tube à vide, qui s'étend entre des rayons de 24,5 et 28 mm ; le second cylindre, pour des rayons compris entre 27 et 28 mm est particulièrement visible. Pour $z \simeq -80$ mm et $z \simeq 100$ mm, l'accroissement du rayon du tube à vide et surtout l'augmentation du taux d'interaction dû au tantale est présent.

On peut aussi remarquer la présence de l'écran protecteur du détecteur en

silicium, qui s'étend jusqu'à $z \simeq -80$ mm ainsi que de la première couche du détecteur en silicium qui, elle, s'arrête vers $z \simeq -60$ mm [37]. Celles-ci n'ont pas la symétrie de rotation autour de l'axe Oz et ne se projettent donc pas selon une droite dans le plan $R - z$.

Le rectangle situé à l'arrière de la première couche du détecteur en silicium et qui s'étend entre $R \simeq 30,5$ mm et $R \simeq 32$ mm est un anneau d'aluminium qui tient en place l'écran de protection du détecteur en silicium. Le second rectangle, toujours dans la région des $z < 0$ et qui va jusqu'à des rayons de 35 mm est aussi un anneau d'aluminium qui sert de support aux capteurs de surveillance des radiations du détecteur en silicium.

2.3.3 Position du tube à vide

Le tube à vide n'est pas aligné avec les coordonnées BABAR. Les figures 2.23 et 2.24 montrent la position des interactions qui ont lieu dans le tube, dans le plan $R - \varphi$, pour différentes zones en z .

La forme sinusoïdale de l'enveloppe des points montre que le tube à vide est excentré par rapport à l'axe Oz de BABAR. S'il y avait une rotation autour des axes Ox et Oy , la forme évoluerait en fonction de z . Il n'y a pas d'évolution clairement visible ici, les angles de rotation sont très faibles.

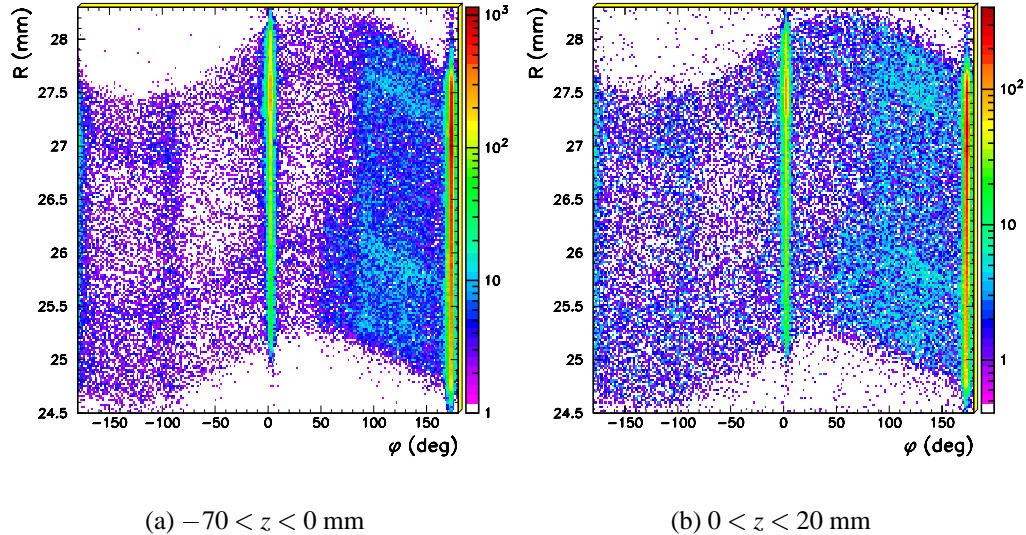
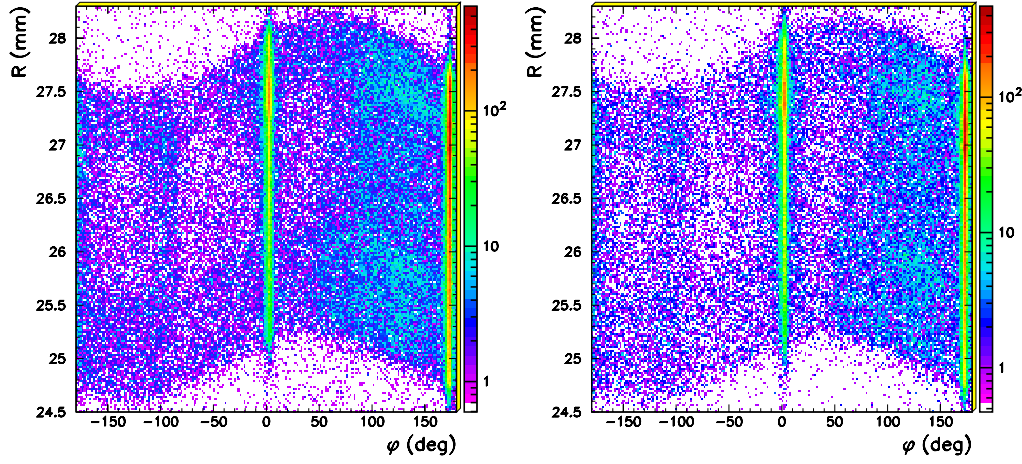


FIG. 2.23 – Position des interactions avant rotation dans le plan $R - \varphi$

(a) $20 < z < 50$ mm(b) $50 < z < 100$ mm**FIG. 2.24** – Position des interactions avant rotation dans le plan $R - \varphi$

Pour pouvoir étudier la composition radiale du tube à vide, il est nécessaire de se placer dans le référentiel où il peut être considéré comme un cylindre et où l'axe Oz est son axe de symétrie pour que la variable R , la distance entre le point considéré et l'axe du cylindre, puisse être utilisée.

Pour cela, on doit rechercher la position du tube à vide par rapport au référentiel BABAR. Le tube à vide est considéré comme un cylindre homogène et rigide ; sa position est décrite par 4 paramètres, 2 pour une translation et 2 pour une rotation :

- \mathbf{x}_C et \mathbf{y}_C , les coordonnées du centre C du cylindre dans le plan $z = 0$,
- \mathbf{dxdz} et \mathbf{dydz} , les angles de rotation du cylindre respectivement dans le plan $y = 0$ et $x = 0$.

Un point $M = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ du référentiel BABAR est transformé en un point $M' = \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}$ du référentiel lié au tube à vide de la manière suivante, O étant l'origine du référentiel BABAR :

$$\overrightarrow{OM'} = A^{-1} \left(\overrightarrow{OM} - \overrightarrow{OC} \right) \quad (2.36)$$

où :

$$A = \begin{pmatrix} \frac{\cos \theta}{\sqrt{\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \cos^2 \theta}} & -\frac{\sin^2 \theta \sin \varphi \cos \varphi}{\sqrt{\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \cos^2 \theta}} & \sin \theta \cos \varphi \\ 0 & \sqrt{\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \cos^2 \theta} & \sin \theta \sin \varphi \\ -\frac{\sin \theta \cos \varphi}{\sqrt{\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \cos^2 \theta}} & -\frac{\sin \varphi \cos \theta \sin \theta}{\sqrt{\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \cos^2 \theta}} & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

avec :

$$\theta = \text{Arctan} \sqrt{dx dz^2 + dy dz^2} \quad (2.38)$$

$$\varphi = \text{Arctan} \frac{dy dz}{dx dz} \quad (2.39)$$

La transformation de rotation « habituelle » a été modifiée pour éviter des rotations avec de grands angles. L'axe après rotation doit rester proche de l'axe Oz initial.

Pour déterminer les paramètres, le χ^2 défini par 2.40 est minimisé. x' et y' sont calculés par 2.36 et $\langle R \rangle$ est un cinquième paramètre qui représente le rayon moyen du tube à vide considéré comme un cylindre uniforme.

$$\chi^2 = \sum_{i \in \text{interactions}} \frac{\left(\langle R \rangle - \sqrt{x_i'^2 + y_i'^2} \right)^2}{\sigma_{Ri}^2} \quad (2.40)$$

σ_{Ri} est l'erreur sur la distance R calculée événement par événement. Son expression en fonction des erreurs sur les coordonnées de la position de l'interaction est donnée par 2.41 :

$$\sigma_{Ri}^2 = \left(\frac{x_i}{R_i} \right)^2 G_{xx,i}^{-1} + \left(\frac{y_i}{R_i} \right)^2 G_{yy,i}^{-1} + \left(\frac{x_i y_i}{R_i^2} \right) G_{xy,i}^{-1} \quad (2.41)$$

où G^{-1} est la matrice de covariance du vertex (2.34).

Les points d'interaction qui entrent dans la somme doivent être choisis à l'intérieur du tube à vide, et dans une région où le tube puisse être considéré comme ayant une composition uniforme. Pour cela, on ne considère que les interactions se produisant dans la région où le canal d'eau a une structure constante, c'est à dire en imposant que :

- $24,4 < R < 28,2$ mm,
- $-79 < z < 27$ mm.

De plus, il faut se restreindre à la région où il y a à la fois de l'eau et du béryllium, pour avoir une composition en matériaux constante, donc un rayon moyen constant. Pour être certain de n'utiliser que des interactions ayant lieu dans la région avec de l'eau et du béryllium, on ne retient pour déterminer les paramètres de position du tube que les zones suivantes (voir figure 2.25) :

- $20^\circ < \varphi < 70^\circ$,
- $110^\circ < \varphi < 160^\circ$,
- $-160^\circ < \varphi < -110^\circ$,
- $-70^\circ < \varphi < -20^\circ$.

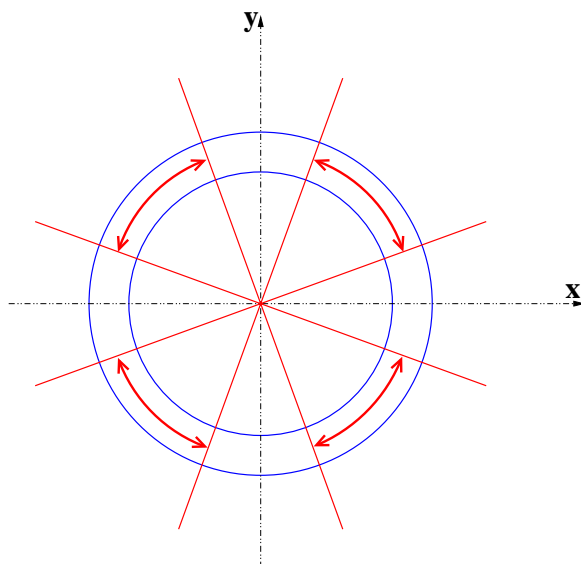


FIG. 2.25 – Région considérée pour la détermination des paramètres du tube à vide

Le résultat de la minimisation de 2.40 obtenue avec le programme MINUIT [46] est présenté dans le tableau 2.5 :

x_C	$158,44 \pm 0,37 \mu\text{m}$
y_C	$289,93 \pm 0,30 \mu\text{m}$
$dxdz$	$-0,722 \pm 0,010 \text{ mrad}$
$dydz$	$-0,457 \pm 0,010 \text{ mrad}$
$\langle R \rangle$	$26,369 \pm 0,000 \text{ 2 mm}$

TAB. 2.5 – Position du tube à vide (2001)

Par comparaison, les paramètres obtenus en utilisant les données enregistrées entre le 4 février 2000 et le 9 avril 2000 sont indiqués dans la table 2.6. L'accord entre les deux périodes est bon, compte tenu que certaines choses ont changé entre les deux périodes : l'algorithme d'alignement interne du détecteur en silicium et la position du tube par rapport au détecteur en silicium, même si ce mouvement doit être très faible comme semblent l'indiquer les résultats.

x_C	$187,81 \pm 0,51 \mu\text{m}$
y_C	$284,09 \pm 0,51 \mu\text{m}$
$dxdz$	$-0,174 \pm 0,020 \text{ mrad}$
$dydz$	$-0,639 \pm 0,020 \text{ mrad}$
$\langle R \rangle$	$26,325 \pm 0,000 \text{ mm}$

TAB. 2.6 – Position du tube à vide (2000)

Les résultats présentés par la suite seront calculés en se plaçant dans le référentiel lié au tube à vide. Pour contrôler la justesse des paramètres déterminés par la minimisation, on peut représenter, dans le nouveau référentiel, comme pour les figures 2.23 et 2.24, R en fonction φ . Si les paramètres sont corrects, la forme sinusoïdale doit avoir disparu, ce qui est le cas comme on peut le constater sur les figures 2.26 et 2.27 :

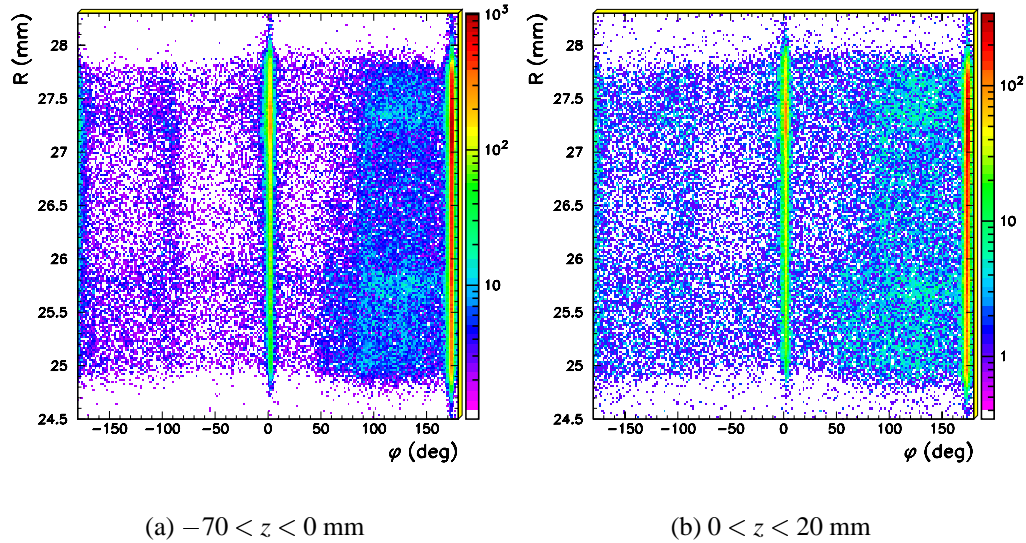


FIG. 2.26 – Position des interactions après rotation dans le plan $R - \varphi$

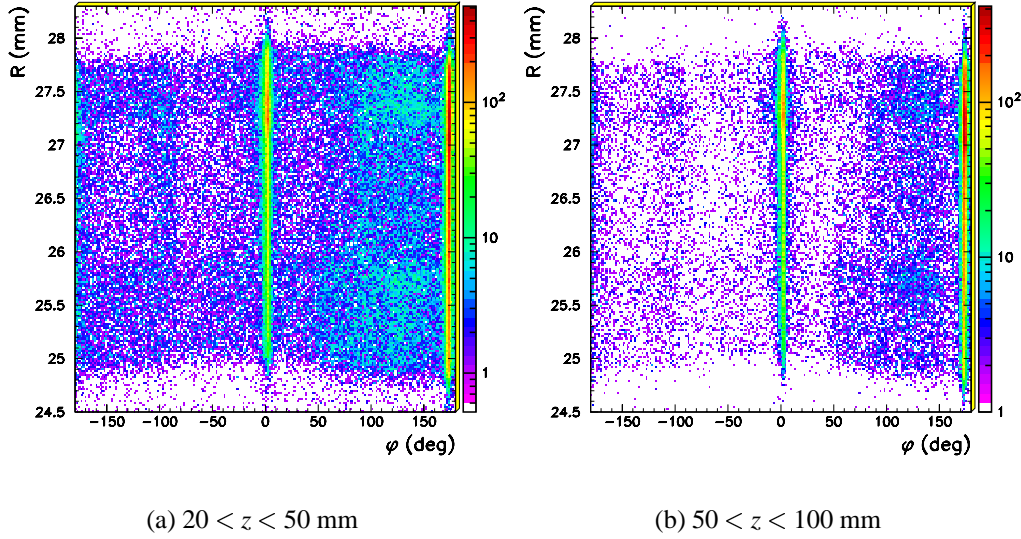


FIG. 2.27 – Position des interactions après rotation dans le plan $R - \phi$

2.4 Etude de l'échelle radiale

La première quantité accessible grâce à cette étude est l'échelle radiale du détecteur. Cette dernière est importante pour pouvoir mesurer les temps de vie des leptons τ et des mésons D qui sont émis dans toutes les directions par les processus $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ et $e^+ e^- \rightarrow c \bar{c}$.

2.4.1 Principes du calcul de l'échelle radiale

L'échelle radiale est déterminée en utilisant le tube à vide et sa composition en différents matériaux. En effet, le tube est à la fois fait de béryllium et d'eau qui n'ont pas les mêmes propriétés ni les mêmes longueurs de collision : il y a moins d'interactions dans l'eau que dans le béryllium. Cette caractéristique permet de trouver la position des interfaces entre l'extérieur (le vide) et le béryllium, ou entre l'eau et le béryllium. Ces positions sont d'autre part connues (par les spécifications de construction du tube à vide) si bien que l'on peut comparer les valeurs obtenues avec le détecteur avec les vraies valeurs, et en déduire l'échelle radiale de BABAR.

Plus précisément, il faut comparer la position des parois des cylindres en bé-

ryllium par rapport à leur spécification. On définit donc δr_1 , δr_2 , δr_3 et δr_4 qui sont les positions respectivement de la paroi intérieure du premier cylindre, de la paroi extérieure du premier cylindre, de la paroi intérieure de deuxième cylindre et de la paroi extérieure du deuxième cylindre, relativement aux positions nominales :

$$\delta r_i = R_{i_{reconstruite}} - R_{i_{nominale}} \quad (2.42)$$

Le tube à vide est modélisé par différentes couches successives de matériaux dont la longueur de collision est estimée grossièrement et dont l'étendue est initialement fixée aux spécifications de construction. Le tableau 2.7 donne les valeurs qui décrivent la composition du tube à vide :

Matériel	Longueur de collision (en cm)	étendue (partie avec eau) en mm	étendue (partie sans eau) en mm
Au	5,9	24,9717 - 24,976	24,9717 - 24,976
Be	30,2	24,976 - 25,824	24,976 - 27,168
Ni	9,6	25,824 - 25,833	27,168 - 27,177
Peinture	43,8	25,833 - 25,843	27,177 - 27,187
H ₂ O	60,1	25,843 - 27,326	27,187 - 27,326
Peinture	43,8	27,326 - 27,336	27,326 - 27,336
Ni	9,6	27,336 - 27,345	27,336 - 27,345
Be	30,2	27,345 - 27,853	27,345 - 27,853
Peinture	43,8	27,853 - 27,868	27,853 - 27,868

TAB. 2.7 – Caractéristiques du tube

La distribution radiale des interactions est décrite par la fonction $f(R)$ qui est la somme d'une fonction décrivant le bruit de fond, $f_{fond}(R)$, et les interactions dans la matière du tube, $f_{tube}(R)$:

Bruit de fond : Le bruit de fond est décrit simplement par une droite :

$$f_{fond}(R) = a_{fond} + b_{fond}(R - 22) \quad (2.43)$$

avec R exprimé en mm.

Interactions dans la matière :

$$f_{tube} = N_{tube} \frac{g(R)}{\int_{-\infty}^{+\infty} g(\rho) d\rho} \quad (2.44)$$

N_{tube} est le nombre d'interactions dans le tube et $g(R)$ une fonction qui est la convolution d'une fonction $H(R)$ décrivant la géométrie du tube et $j(R)$, une fonction de résolution.

$$g(R) = H \otimes j(R) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(v)j(R-v)dv \quad (2.45)$$

- $H(R)$ est une fonction créneau qui change de valeur aux interfaces $R_i + \delta r_j$ entre matériaux du tube et de hauteur $\frac{1}{E_i L_i}$, où i décrit le i^{eme} matériel du tube, δr_j est la variation de la j^{eme} paroi de béryllium par rapport aux spécifications données dans le tableau 2.7, L_i , la longueur de collision du matériel i , répertoriée dans le même tableau, et E_i est la correction qu'il faut apporter à cette longueur de collision qui n'est que grossièrement estimée. Cependant, seules les longueurs de collision pour l'or, le nickel et le béryllium peuvent être corrigées. L'eau est prise comme référence et comme la peinture a une faible longueur d'interaction et une faible épaisseur, elle contribue peu, sa longueur d'interaction est aussi laissée fixe. Cette fonction est représentée sur la figure 2.28 :

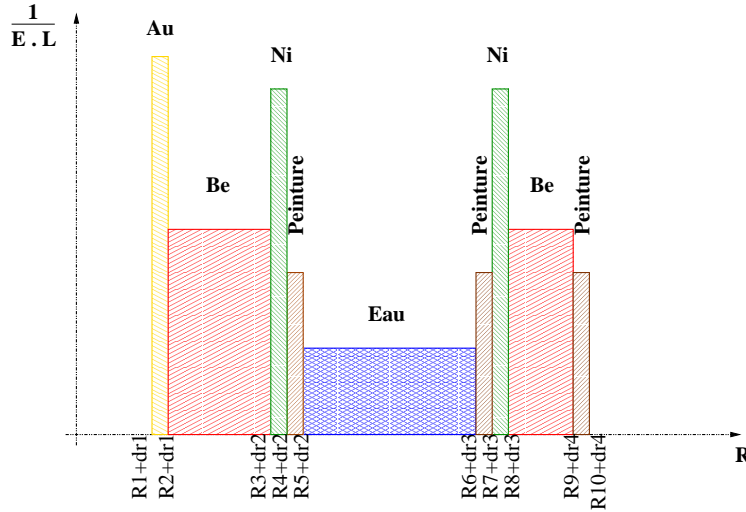


FIG. 2.28 – Fonction de géométrie du tube à vide

- La fonction de résolution est la somme de deux Gaussiennes de résolution σ_r et σ_{grosse} . La fraction de la Gaussienne large, de résolution σ_{grosse} est f_{grosse} . Donc :

$$j(R) = (1 - f_{\text{grosse}}) \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_r^2}} e^{-\frac{R^2}{2\sigma_r^2}} + f_{\text{grosse}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\text{grosse}}^2}} e^{-\frac{R^2}{2\sigma_{\text{grosse}}^2}} \quad (2.46)$$

En résumé, les paramètres à déterminer sont :

- N_{tube} : le nombre d'interactions dans le tube,
- a_{fond} et b_{fond} : les paramètres de la droite du bruit de fond,
- σ_r et σ_{grosse} : les écarts type des Gaussiennes de résolution,
- f_{grosse} : la proportion de « grosse » Gaussienne dans la fonction de résolution,
- E_{Au} , E_{Ni1} , E_{Ni2} et E_{Be} : les corrections aux longueurs de radiation des différents matériaux,
- δr_1 , δr_2 , δr_3 et δr_4 : les corrections aux positions nominales des parois en béryllium.

Ces paramètres sont à estimer en minimisant le χ^2 suivant, en utilisant la distribution radiale de la position des interactions regroupée dans un histogramme de 70 points de $100 \mu\text{m}$ de largeur, entre 22,5 et 29,5 mm, avec N_i le nombre d'événements dans le i^{eme} point de l'histogramme :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{70} \left(\frac{N_i - f(22,5 + (i-1) \times 0,1)}{\sqrt{N_i}} \right)^2 \quad (2.47)$$

2.4.2 Résultats

Deux régions avec des compositions en matériaux différentes sont utilisées pour réaliser l'ajustement : la région où il y a de l'eau et du béryllium, et une région où il n'y a que du béryllium. Pour ces deux zones, seules les interactions dans la partie du tube où la géométrie du canal d'eau est constante ($-79 < z < 27$ mm) sont considérées.

a) Région avec canal d'eau

Cette région est définie ainsi (voir figure 2.29) :

- $20^\circ < \varphi < 70^\circ$,

- $110^\circ < \varphi < 160^\circ$,
- $-160^\circ < \varphi < -110^\circ$,
- $-70^\circ < \varphi < -20^\circ$.

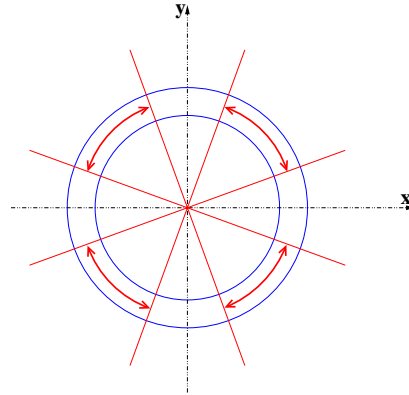


FIG. 2.29 – Définition de la région avec canal d'eau

Il s'agit de la région qui contient le canal d'eau entre les deux cylindres de béryllium.

La distribution de R , la distance entre l'interaction et l'axe du tube à vide, est représentée par la figure 2.30 :

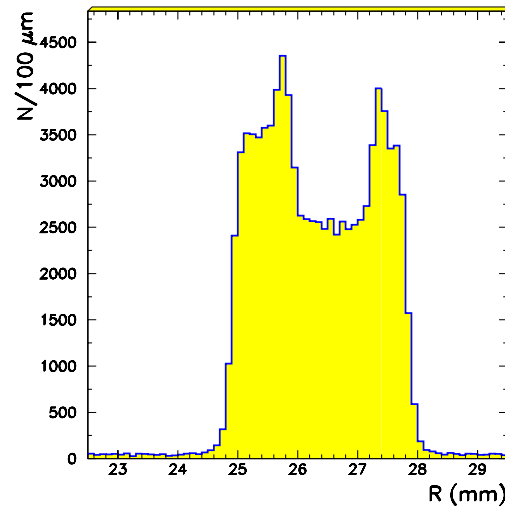


FIG. 2.30 – Distribution radiale des interactions dans la région du canal d'eau

Sur cette figure, on peut voir clairement les deux cylindres de béryllium entourant le canal d'eau où le nombre d'interactions est plus faible. Il existe deux petits pics autour du canal d'eau. Ceux-ci sont dus à la présence du nickel sur les surfaces du béryllium. Bien que le nickel ait une épaisseur faible ($9 \mu\text{m}$), sa longueur de collision est importante, si bien que le nombre d'interactions dans la couche de nickel est élevé et sa contribution visible.

Le χ^2 défini dans le paragraphe précédent (2.47) est minimisé en utilisant MINUIT [46]. Les valeurs des paramètres qui réalisent le minimum du χ^2 sont répertoriées dans le tableau 2.8.

N_{tube}	$92\,676 \pm 314$
a_{fond}	$43,7 \pm 1,8$
b_{fond}	$0,294 \pm 0,451 \text{ mm}^{-1}$
σ_r	$94,285 \pm 3,639 \mu\text{m}$
σ_{grosse}	$268,07 \pm 30,44 \mu\text{m}$
f_{grosse}	$13,95 \pm 3,41 \%$
E_{Be}	$1,409 \pm 0,014$
E_{Au}	$0,522 \pm 0,094$
E_{Ni1}	$0,369 \pm 0,017$
E_{Ni2}	$0,543 \pm 0,036$
δr_1	$-15,581 \pm 8,578 \mu\text{m}$
δr_2	$-31,308 \pm 5,876 \mu\text{m}$
δr_3	$-12,410 \pm 7,232 \mu\text{m}$
δr_4	$-32,147 \pm 2,447 \mu\text{m}$

TAB. 2.8 – Résultat de l'ajustement

Il faut noter que l'ajustement est sensible à la présence de la couche d'or même si celle-ci n'est pas visible sur la distribution. Les deux couches de nickel n'ont pas le même facteur de correction de longueur de collision. En fait, ces deux couches peuvent avoir des épaisseurs différentes ; cela se reflète sur le paramètre de correction car l'épaisseur des couches de nickel est fixée à $9 \mu\text{m}$ lors de l'ajustement et ne peut donc pas bouger.

La fonction ajustée à l'histogramme de distribution radiale est représentée sur la figure 2.31, à gauche. La même fonction, avec les données superposées et représentées par des points noirs, est aussi donnée à droite, sur la même figure.

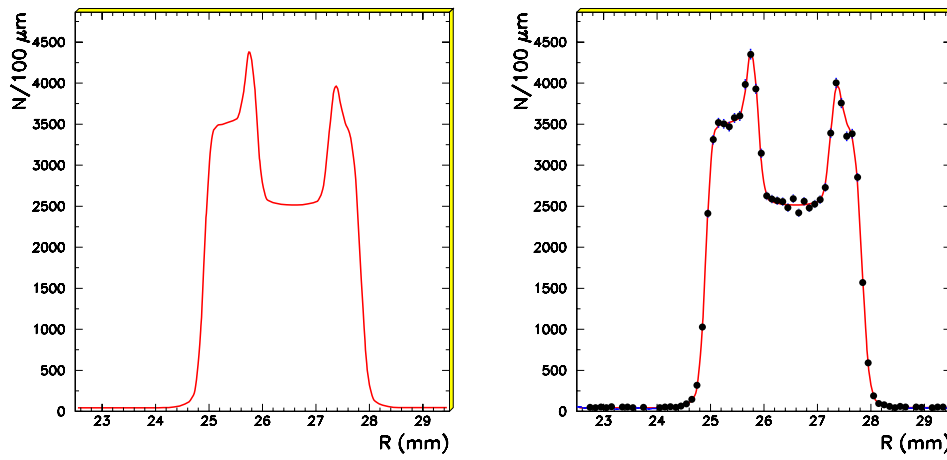


FIG. 2.31 – Ajustement de la distribution radiale dans la région du canal d'eau. Fonction seule (gauche) et données superposées (droite)

b) Région horizontale

Cette région est définie par (voir figure 2.32) :

- $-6^\circ < \varphi < 6^\circ$,
- $174^\circ < \varphi < 186^\circ$.

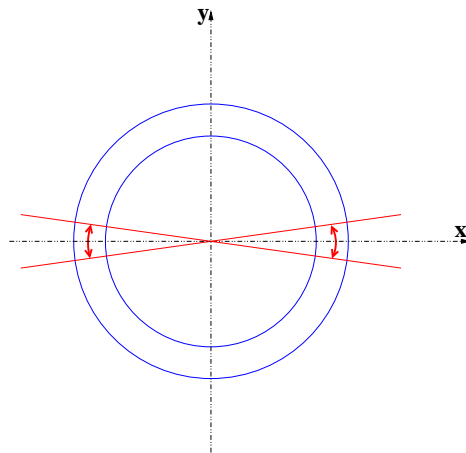


FIG. 2.32 – Définition de la région horizontale

Cette région contient les « points chauds » dus aux particules perdues dans le plan du faisceau et a donc une très grande statistique.

La distribution de R dans cette région est donnée par la figure 2.33 :

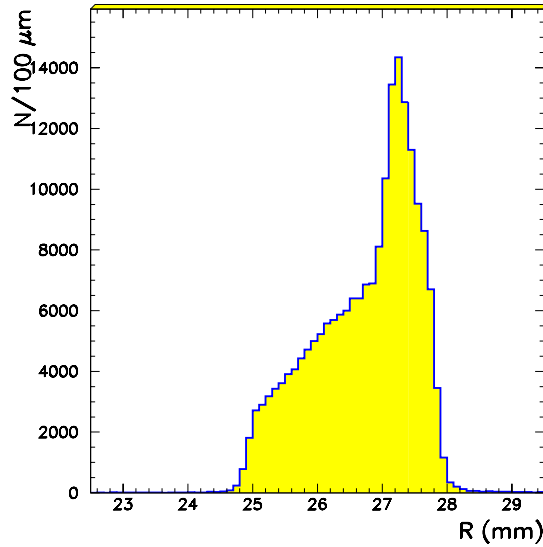


FIG. 2.33 – *Distribution radiale des interactions dans la région horizontale*

La dépression centrale a ici disparu puisqu'il n'y a pas d'eau dans cette région. Un grand pic est visible. Celui-ci est dû à la présence de nickel entre les deux cylindres de béryllium. En effet, le nickel a été placé sur le béryllium avant que les deux cylindres aient été emboîtés et il se trouve aussi dans cette zone.

Ce qui est surprenant dans cette distribution est que le nombre d'interactions augmente avec le rayon contrairement à l'autre où il était constant. On pense que dans cette zone qui est soumise à une très forte intensité de particules incidentes, les produits des interactions créent à leur tour d'autres interactions dans la matière provoquant ainsi une sorte de « cascade ».

C'est pour cela qu'un paramètre supplémentaire, a_R , est ajouté dans la fonction décrivant la distribution radiale de matériel. Il représente l'accroissement linéaire du nombre d'interactions en fonction du rayon R . Ce paramètre est très corrélé avec la normalisation du taux d'interaction dans le béryllium, E_{Be} ; ce dernier paramètre sera donc fixé à la valeur trouvée lors de l'ajustement à la région avec canal d'eau, $E_{Be} = 1,409$.

Le résultat de la minimisation du χ^2 pour cette région est donné dans la figure 2.34 et le tableau 2.9.

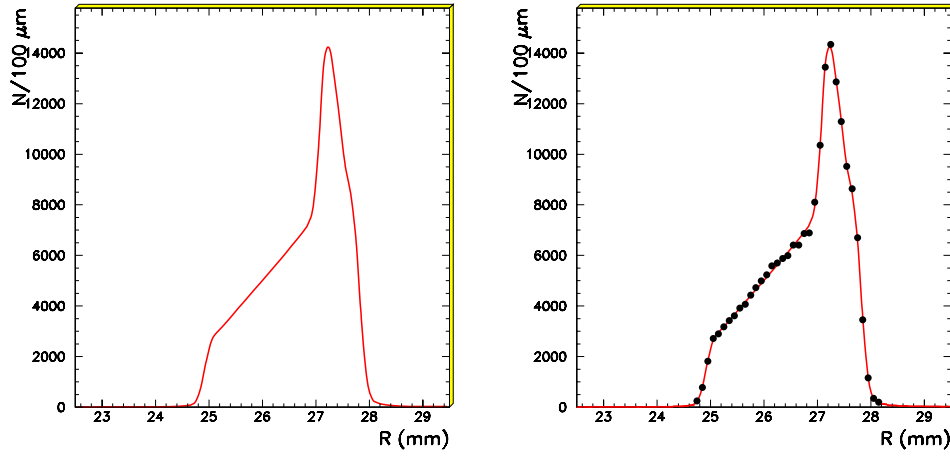


FIG. 2.34 – Ajustement de la distribution radiale dans la région horizontale. Fonction seule (gauche) et données superposées (droite)

N_{tube}	$195\,860 \pm 447$
a_{fond}	$5,733 \pm 0,818$
b_{fond}	$3,033 \pm 0,342 \text{ mm}^{-1}$
a_R	$0,974 \pm 0,023 \text{ mm}^{-1}$
σ_r	$102,83 \pm 2,09 \mu\text{m}$
σ_{grosse}	$383,22 \pm 26,77 \mu\text{m}$
f_{grosse}	$7,55 \pm 1,07 \%$
E_{Au}	$0,434 \pm 0,069$
E_{Ni1}	$0,167 \pm 0,053$
E_{Ni2}	$0,293 \pm 0,014$
δr_1	$-9,17 \pm 8,15 \mu\text{m}$
δr_2	$15,77 \pm 4,35 \mu\text{m}$
δr_3	$33,00 \pm 7,14 \mu\text{m}$
δr_4	$-53,48 \pm 1,65 \mu\text{m}$

TAB. 2.9 – Résultat de l'ajustement (région horizontale)

c) Calcul de l'échelle radiale

Le tableau suivant (2.10) résume les valeurs mesurées pour chaque paroi de béryllium :

paroi	Région avec eau	Région horizontale	Moyenne pondérée
1	24,9604±0,0086 mm	24,9668±0,0082 mm	24,9638±0,0059 mm
2 (avec eau)	25,7927±0,0059 mm	-	25,7927±0,0059 mm
2 (sans eau)	-	27,1838±0,0044 mm	27,1838±0,0044 mm
3	27,3326±0,0072 mm	27,378±0,0071 mm	27,3556±0,0051 mm
4	27,8209±0,0024 mm	27,7995±0,0017 mm	27,8066±0,0014 mm

TAB. 2.10 – Mesures des rayons de chaque paroi de béryllium

Deux mesures indépendantes du même rayon, $R_1 \pm \sigma_1$ et $R_2 \pm \sigma_2$, sont combinées de la façon suivante pour obtenir la valeur finale du rayon R et l'erreur sur cette valeur σ_R :

$$R = \frac{\omega_1 R_1 + \omega_2 R_2}{\omega_1 + \omega_2} \quad (2.48)$$

où :

$$\omega_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (2.49)$$

et

$$\sigma_R = \frac{1}{\sqrt{\omega_1 + \omega_2}} \quad (2.50)$$

Le tableau suivant (2.11) donne la comparaison entre les valeurs mesurées et les valeurs nominales (avec les tolérances) pour chaque paroi. Le rapport

$$e = \frac{R_{mesure}}{R_{nominal}} \quad (2.51)$$

est aussi donné :

paroi	Valeur mesurée	Valeur nominale	Rapport e (%)
1	24,9638±0,0059 mm	24,9809±0,0127 mm	99,96±0,06
2 (avec eau)	25,7927±0,0059 mm	25,8318±0,0254 mm	99,85±0,10
2 (sans eau)	27,1838±0,0044 mm	27,1653±0,0127 mm	100,07±0,05
3	27,3556±0,0051 mm	27,3304±0,0127 mm	100,09±0,05
4	27,8066±0,0014 mm	27,8511±0,0127 mm	99,84 ± 0,05

TAB. 2.11 – Comparaison des valeurs mesurées et des valeurs nominales des rayons des parois du tube à vide

Ces 5 valeurs sont combinées pour déterminer l'échelle radiale du détecteur BABAR, e_R . La valeur de l'erreur est ici l'écart entre la valeur centrale et la plus grande déviation par rapport à cette valeur centrale parmi les 5 mesures présentées plus haut.

$$\boxed{e_R = 99,98 \pm 0,23 \%} \quad (2.52)$$

Les longueurs dans le plan transverse sont donc mesurées à mieux que 0,25 % par le détecteur BABAR.

Ce résultat a été utilisé pour déterminer la contribution de l'échelle radiale à l'erreur systématique sur les mesures des temps de vie des leptons τ [47] et des mésons D^0 [48] (le résultat utilisé est un résultat obtenu avec la même méthode mais moins de statistique et qui donnait une incertitude de 0,4 % sur l'échelle radiale) :

- $\tau_\tau = 291,4 \pm 2,0(\text{stat}) \pm 4,9(\text{syst})$ fs, l'échelle radiale contribuant à 1,7 fs de l'erreur systématique,
- $y = \frac{\tau_{D^0 \rightarrow K\pi}}{\tau_{D^0 \rightarrow KK}} - 1 = (-1,0 \pm 2,2(\text{stat}) \pm 1,7(\text{syst})) \%$, l'échelle radiale contribuant à 0,3 % de l'erreur systématique.

2.5 Etude de l'échelle longitudinale

Une autre quantité importante et qui influence les mesures concernant les mésons B qui volent le long de l'axe z , est l'échelle absolue en z de BABAR, c'est à dire le rapport entre les longueurs mesurées par le détecteur et les longueurs réelles.

2.5.1 Principes du calcul de l'échelle longitudinale

Pour déterminer l'échelle longitudinale du détecteur, on utilise la structure longitudinale du tube à vide décrite en 2.1.2. Il s'agit d'étudier la position des deux points (à l'avant et à l'arrière) où le tube à vide change de rayon et qui sont visibles sur la photographie 2.35.



FIG. 2.35 – Vue des points de référence pour l'échelle longitudinale

Ceci doit être comparé avec ce qui est reconstruit par le détecteur et qui est présenté sur la figure 2.36 :

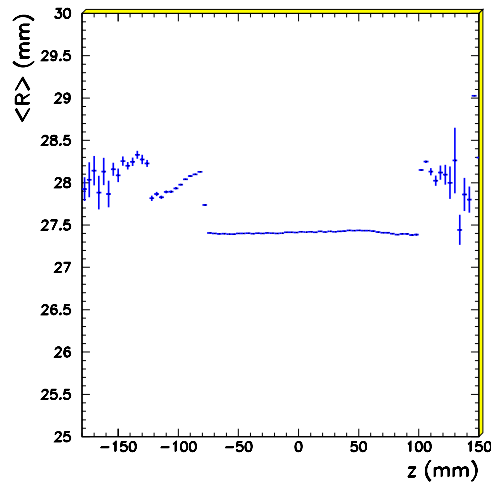


FIG. 2.36 – Rayon moyen des interactions dans la matière en fonction de z .

Le rayon moyen est ici calculé en utilisant les interactions qui ont lieu pour $27 < R < 29,2$ mm, et pour tous les angles ϕ . Cette région est choisie pour n'utiliser que le second cylindre de béryllium et le tantale.

On peut constater sur les figures 2.37, qui représentent la projection du rayon R dans les régions $z < -80$ mm et $z > 100$ mm, que c'est en fait le tantale qui provoque l'accroissement du nombre d'interactions dans les régions d'intérêt, et c'est à sa position que sera sensible la mesure. Les flèches indiquent la zone sur laquelle est moyenné le rayon.

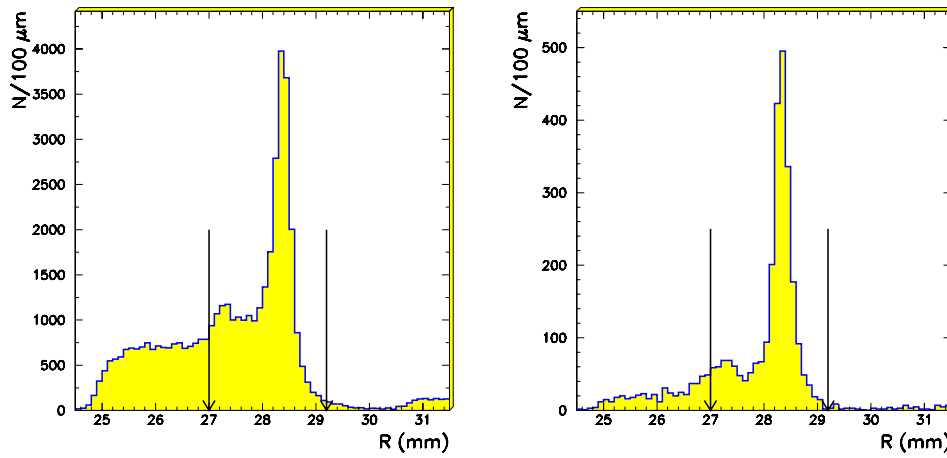


FIG. 2.37 – Rayon des interactions pour $z < -80$ mm (gauche) et $z > 100$ mm (droite)

Pour obtenir la position des points, les distributions de R moyen en fonction de z autour des points avant et arrière sont ajustées avec une fonction f qui est le résultat de la convolution de :

- une fonction créneau qui représente le changement de rayon R_1 à R_2 au niveau de z_P :

$$C(z) = \begin{cases} R_1, & \text{si } z < z_P ; \\ R_2, & \text{si } z \geq z_P. \end{cases} \quad (2.53)$$

- une Gaussienne d'écart type σ pour tenir compte de la résolution du détecteur :

$$g(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} \quad (2.54)$$

Finalement, l'expression de la fonction f est la suivante :

$$\begin{aligned} f(z) &= C \otimes g(z) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} C(v) g(z-v) dv \\ &= \frac{1}{2} \left(R_1 \operatorname{erfc} \frac{z-z_P}{\sqrt{2}\sigma^2} + R_2 \operatorname{erfc} \frac{z_P-z}{\sqrt{2}\sigma^2} \right) \end{aligned} \quad (2.55)$$

où erfc est la fonction d'erreur complémentaire définie par :

$$\operatorname{erfc} x = \frac{2}{\pi} \int_x^{+\infty} e^{-t^2} dt \quad (2.56)$$

Les paramètres de l'ajustement sont :

- \mathbf{R}_1 et \mathbf{R}_2 , les deux valeurs du rayon externe du tube à vide (aux extrémités et au centre),
- $\mathbf{z_P}$, la cote du point où le tantale est posé,
- σ , la valeur de l'écart type de la fonction de résolution.

2.5.2 Résultat

Les figures 2.38 représentent le résultat de l'ajustement sur les distributions $\langle R \rangle$ en fonction de z pour les points avant (droite) et arrière (gauche). Les carrés représentent les données et la ligne continue la fonction f ajustée sur ces données.

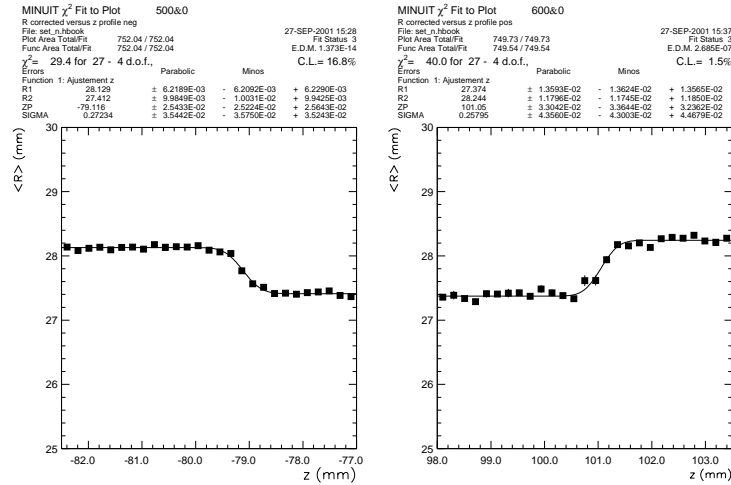


FIG. 2.38 – Ajustement des distributions $\langle R \rangle$ en fonction de z pour les points arrière (gauche) et avant (droite)

Le résultat de l'ajustement est résumé dans le tableau 2.12 :

	Point arrière	Point avant
R_{\max}	$28,129 \pm 0,006$ mm	$28,244 \pm 0,018$ mm
R_{\min}	$27,412 \pm 0,010$ mm	$27,374 \pm 0,014$ mm
z_P	$-79,116 \pm 0,025$ mm	$101,050 \pm 0,033$ mm
σ	272 ± 35 μm	258 ± 44 μm

TAB. 2.12 – Résultat de l'ajustement

La distance entre les deux points reconstruite par le détecteur BABAR est alors :

$$d_{rec} = 180,166 \pm 0,041 \text{ mm} \quad (2.57)$$

La longueur « théorique » (c'est à dire d'après les spécifications de construction du tube à vide) est $d_{the} = 180,086 \pm 0,200$ mm. En définissant l'échelle de détecteur $e_z = \frac{d_{rec}}{d_{the}}$, on obtient :

$$e_z = 100,04 \pm 0,11\% \quad (2.58)$$

ce qui signifie que l'incertitude sur les longueurs absolues mesurées par le détecteur BABAR est meilleure que 0,2 % (un facteur multiplicatif de 2 a été introduit pour tenir compte de l'éventuelle différence entre les échelles longitudinales aux extrémités du tube à vide et au point d'interaction).

Ce résultat a été utilisé pour calculer les erreurs systématiques des mesures du temps de vie des mésons B^0 et B^+ [14] et de la fréquence d'oscillation entre les mésons B^0 et \bar{B}^0 [16] :

- $\Delta m_d = 0,519 \pm 0,020(\text{stat}) \pm 0,016(\text{syst}) \hbar.\text{ps}^{-1}$, l'échelle en z contribuant pour moins de $0,005 \hbar.\text{ps}^{-1}$ à l'erreur systématique totale,
- $\tau_{B^0} = 1,546 \pm 0,032(\text{stat}) \pm 0,022(\text{syst})$ ps et $\tau_{B^\pm} = 1,673 \pm 0,032(\text{stat}) \pm 0,023(\text{syst})$ ps, l'échelle en z contribuant pour $0,008$ ps à l'erreur systématique totale.

CHAPITRE 3

La reconstruction des particules intermédiaires

Ce chapitre présente les techniques de reconstruction communes à l'étude des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$. L'estimation des efficacités de reconstruction des modes utilisés se fait principalement à partir d'une simulation Monte Carlo. Des corrections supplémentaires doivent être appliquées pour représenter de la meilleure des façons ce qui se passe réellement lors de l'utilisation des données.

Les éléments de base de la reconstruction, les traces chargées et les photons, proviennent de sélections générales, utilisées par la plupart des études menées avec le détecteur BABAR. La reconstruction des particules intermédiaires sera également expliquée. Ces particules sont mentionnées dans le tableau 3.1.

Particule	Modes de désintégration utilisés
π^0	$\gamma\gamma$
K_S^0	$\pi^+\pi^-$
D^0	$K^-\pi^+$ $K^-\pi^+\pi^0$ $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$
D^+	$K^-\pi^+\pi^+$
D^{*0}	$D^0\pi^0$ $D^0\gamma$
D^{*+}	$D^0\pi^+$ $D^+\pi^0$

TAB. 3.1 – Modes de désintégration utilisés

3.1 Les données utilisées

Les données analysées sont celles enregistrées par l'expérience BABAR entre octobre 1999 et novembre 2001. Elles correspondent à deux périodes de fonctionnement, la période I (jusqu'en octobre 2000) et la période II (à partir de février 2001), séparées d'un arrêt de 3 mois pendant lequel de nombreuses améliorations ont été apportées au détecteur (protection contre les bruits de fond de l'accélérateur) ainsi qu'au logiciel de traitement des données (amélioration des algorithmes de reconstruction). L'analyse $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ dépendant fortement des efficacités de reconstruction des traces chargées, on distinguera également les périodes correspondant à des tensions de fonctionnement différentes de la chambre à fils.

Le tableau 3.2 donne les luminosités et le nombre d'événements $B\bar{B}$ correspondant à chaque période :

	Période	Voltage	Luminosité	Nombre de $B\bar{B}$	%
I	22/10/99 - 10/07/00	1 900 V	11,2 fb ⁻¹	12 072 989 ± 193 351	21,5
	10/07/00 - 28/10/00	1 960 V	9,6 fb ⁻¹	10 609 834 ± 169 939	18,9
II	13/02/01 - 30/11/01	1 930 V	30,5 fb ⁻¹	33 494 989 ± 368 705	59,6
	total		51,3 fb ⁻¹	56 177 811 ± 449 674	

TAB. 3.2 – Données utilisées

Pour accélérer l'étude de cette quantité de données, des algorithmes permettant pour chaque analyse, d'étiqueter les événements intéressants, sont implémentés au niveau du programme de reconstruction de BABAR. L'étude des différents canaux de physique concernés est ainsi possible en ne lisant que les événements préalablement étiquetés. Cette technique a été appliquée pour filtrer les événements utilisés pour l'étude des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$.

3.2 La simulation Monte Carlo

Pour estimer les efficacités de reconstruction des modes étudiés ainsi que pour vérifier les algorithmes d'analyse, on utilise une simulation Monte Carlo. Elle simule la physique des désintégrations étudiées mais met aussi en forme les réponses des différents sous-détecteurs. Les données simulées sont ensuite reconstruites à l'aide des mêmes programmes que ceux utilisés pour traiter les données

réelles.

La simulation est effectuée en trois étapes :

1. **La simulation de la physique** : cette étape assure la simulation des désintégrations des particules qui peuvent être produites par les collisions $e^+ - e^-$.

Les paramètres cinématiques de chaque particule, c'est à dire leurs impulsions et énergies, sont choisies aléatoirement dans des domaines imposés par les lois de conservation de la physique. Ces quantités sont calculées en utilisant le programme général JETSET [49] qui applique les connaissances théoriques sur les sections efficaces d'interactions électrofaibles et fortes dans les interactions $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$. En particulier, ce programme modélise la fragmentation des quarks produits et la formation des mésons et baryons à partir d'eux.

Le programme EVTGEN [50] développé pour BABAR est aussi utilisé. Il s'agit d'un utilitaire supplémentaire qui modélise avec plus de détails les désintégrations électrofaibles ou fortes de l'ensemble des particules instables produites, en particulier celles des mésons B et D (taux de branchement, structure en résonances, distributions angulaires et mélange $B^0 \bar{B}^0$).

Pour la simulation des désintégrations étudiées dans les chapitres suivants, les modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ sont tous supposés ne contenir aucune résonance intermédiaire. Chaque point de l'espace de phase disponible est équiprobable.

Pour générer les désintégrations $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ et $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, les résultats de l'expérience E691 [51] sont utilisés pour les compositions des différentes résonances dans les désintégrations ainsi que pour les interférences entre les différents canaux, à savoir :

Mode	Taux de branchement
$K^- \pi^+ \pi^0$ non résonant	0,41 %
$\bar{K}^*(892)^0 \pi^0$	2,4 %
$K^*(892)^- \pi^+$	2,8 %
$K^- \rho(770)^+$	7,3 %

TAB. 3.3 – $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$

Mode	Taux de branchement
$K^- \pi^+ \pi^+$ non résonant	6,7 %
$\bar{K}^*(892)^0 \pi^+$	2,0 %
$\bar{K}_0^*(1430)^0 \pi^+$	3,0 %
$\bar{K}^*(1680)^0 \pi^+$	0,9 %

TAB. 3.4 – $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

En ce qui concerne les désintégrations $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, les valeurs du PDG [3] sont utilisées, c'est à dire :

Mode	Taux de branchement
$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ non résonant	1,29 %
$K^- \pi^+ \rho^0$	0,54 %
$\bar{K}^*(892)^0 \pi^+ \pi^-$	1,05 %
$K_1(1270)^- \pi^+$	0,21 %
$\bar{K}^*(892)^0 \rho^0$	0,97 %
$a_1(1260)^+ K^-$	3,55 %

TAB. 3.5 – $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$

2. **L'évolution des particules dans la matière du détecteur** : elle est décrite par le programme GEANT [52]. Cette étape simule les interactions des particules avec la matière du détecteur. En effet, lors de la traversée de BABAR, une particule peut voir sa trajectoire modifiée ou son énergie dégradée si elle émet du rayonnement par effet Bremsstrahlung, par exemple.

De plus, en traversant la matière, toute particule perd une partie de son énergie. Les processus impliqués et donc la perte d'énergie ne sont pas les mêmes suivant le type de la particule, son impulsion et suivant le matériau traversé.

Une description détaillée de la géométrie de BABAR est donc nécessaire ainsi que la connaissance de la composition précise en matériaux des sous-détecteurs. L'étude des interactions dans la matière du tube à vide, présentée précédemment, a, par exemple, permis d'obtenir une meilleure connaissance de la géométrie de la région proche du point d'interaction. Cette description a été utilisée dans la simulation ainsi que par l'algorithme de reconstruction des traces dans les données qui doit effectuer la démarche inverse et trouver l'énergie initiale des particules au moment de leur production.

3. **La réponse du détecteur aux événements simulés** : cette étape est nécessaire pour que les événements simulés soient traités comme de vrais événements de physique.

Cette partie repose également sur le programme GEANT puisqu'une grande partie de la description de la réponse des détecteurs revient à décrire les processus physiques d'interaction des particules avec les éléments de détection de BABAR. Le second aspect consiste à simuler la réponse de l'électronique de lecture de chaque sous-détecteur.

Comme les conditions de fonctionnement du détecteur changent en fonction du temps et peuvent affecter les efficacités de reconstruction, il existe différentes simulations qui prennent en compte ces changements de conditions. En principe, un type de simulation est créé avec les conditions présentes au début de chaque mois de prise de données. En ce qui nous concerne, trois types de Monte Carlo sont utilisés, correspondant aux trois voltages différents de la chambre à fils : 1 900, 1 930 et 1 960 V. De plus, la simulation utilise les deux programmes de reconstruction appliqués sur les données, si bien qu'il y a un Monte Carlo pour la période I et un autre pour la période II.

Enfin, pour obtenir une simulation la plus réaliste possible, des événements de bruit de fond de l'accélérateur sont mélangés aux événements simulés. Cela a principalement pour effet d'augmenter le nombre de γ de basse énergie par événement.

Cependant, la description du détecteur n'est pas parfaite et les efficacités doivent parfois être corrigées. C'est le cas, par exemple, de la chambre à fils où les efficacités de reconstruction des traces sont surestimées [53]. Ceci est dû, en particulier, au fait que les ajustements nécessaires à l'alignement des détecteurs n'est pas pris en compte dans la simulation.

Pour la discussion présentée dans la suite de ce chapitre, il sera fait usage de collections d'événements $e^+e^- \rightarrow Y(4S)$ où l'un des deux B issus du $Y(4S)$ se désintègre dans le mode $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ étudié, tandis que le second B de l'événement se désintègre aléatoirement vers n'importe lequel des modes accessibles.

3.3 Particules stables

Les particules stables à l'échelle du détecteur BABAR et que l'on utilise pour les analyses présentées par la suite, sont les pions, les kaons et les photons. Les pions étant beaucoup plus nombreux que les kaons, ces deux types de particules sont séparées en utilisant l'information du DIRC et les mesures du dE/dx de la

chambre à fils et du détecteur en silicium. Ceci permet de diminuer le bruit de fond combinatoire dans la reconstruction de désintégrations telles que $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, ainsi que dans la reconstruction des K produits dans les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ étudiées ici.

Le premier facteur limitant l'efficacité de reconstruction des modes étudiés est l'acceptance géométrique. BABAR ne couvre qu'une partie de l'espace autour du point d'interaction et les particules dont la trajectoire fait un angle faible avec la direction des faisceaux sont perdues. La figure 3.1 montre la fraction de mésons B dont toutes les particules issues de la désintégration traversent le volume de détection du détecteur, en fonction du nombre de traces chargées et de π^0 dans l'état final. Seuls les modes étudiés sont inclus dans cette figure, qui montre donc l'acceptance géométrique du détecteur pour au minimum 5 traces chargées (cas $B^+ \rightarrow D^0 \bar{D}^0 K^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) jusqu'à 12 traces chargées et aucun π^0 (cas $B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-} K_S^0$, $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ et $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$).

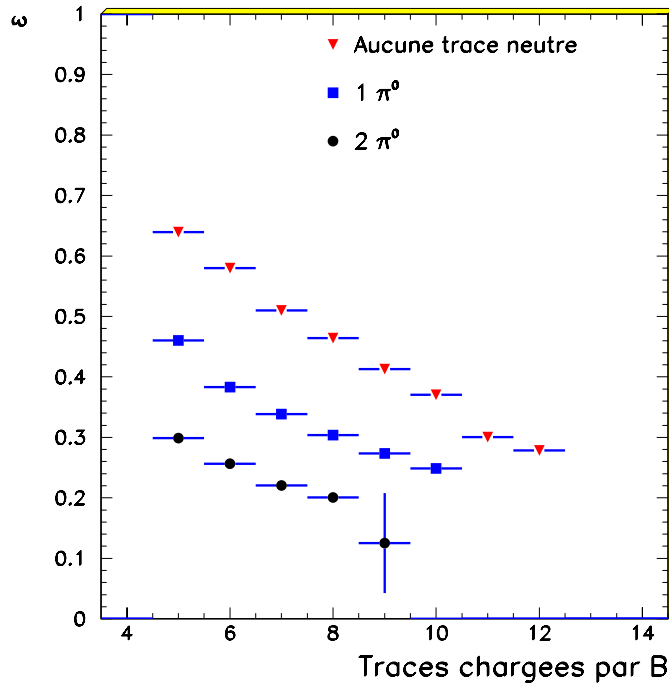


FIG. 3.1 – Effet de l'acceptance du détecteur sur l'efficacité de reconstruction pour des événements $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$

On constate que pour les modes qui ont un grand nombre de traces chargées,

comme le sont les $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$, l'efficacité de reconstruction ne pourra dépasser 30 à 40 %. A nombre de traces chargées identique, on constate également que l'acceptance géométrique pour les modes impliquant un π^0 est réduite d'environ 30 % par rapport à celle des modes sans π^0 .

3.3.1 Les traces chargées

Les traces chargées sont reconstruites grâce au détecteur en silicium et à la chambre à fils. Dans l'analyse des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$, on distinguera les deux sous ensembles suivants, en raison d'une différence importante entre leurs spectres en impulsion :

- **Les pions « mous » des désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$** : la différence de masse entre le D^{*+} et le D^0 étant très proche de la masse du π^+ , le pion est émis avec une impulsion très faible. La figure 3.2 représente le spectre d'impulsion des pions mous issus des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$.

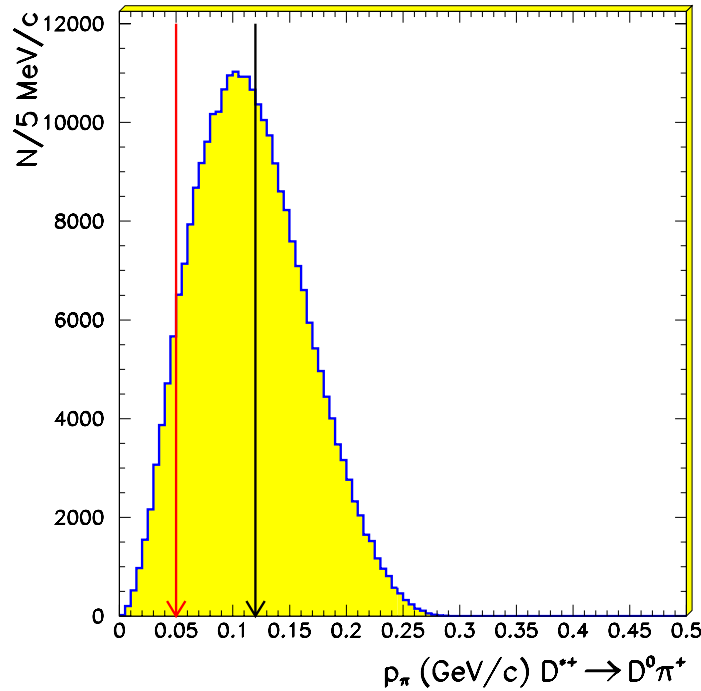


FIG. 3.2 – Spectre en impulsion des π^\pm mous issus des $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$, dans le référentiel du laboratoire

La première flèche indique le seuil de reconstruction des particules chargées dans BABAR (50 MeV/c) et la deuxième le seuil de détection par la chambre à fils (120 MeV/c). On constate donc qu'une fraction importante de ces pions seront reconstruits uniquement par le détecteur en silicium, une proportion non négligeable d'entre eux n'étant pas du tout reconstruits, ce qui explique la faible efficacité de reconstruction des D^{*+} .

- **Les pions ou kaons issus des désintégrations des mésons D** : la figure 3.3 montre le spectre d'impulsion des π^\pm issus des D , la figure 3.4 celui des K^\pm . Le seuil de reconstruction de traces dans la chambre à fils est indiqué par une flèche sur ces deux figures ; le seuil de production de lumière Cherenkov par les kaons dans le DIRC est également indiqué sur la figure 3.4.

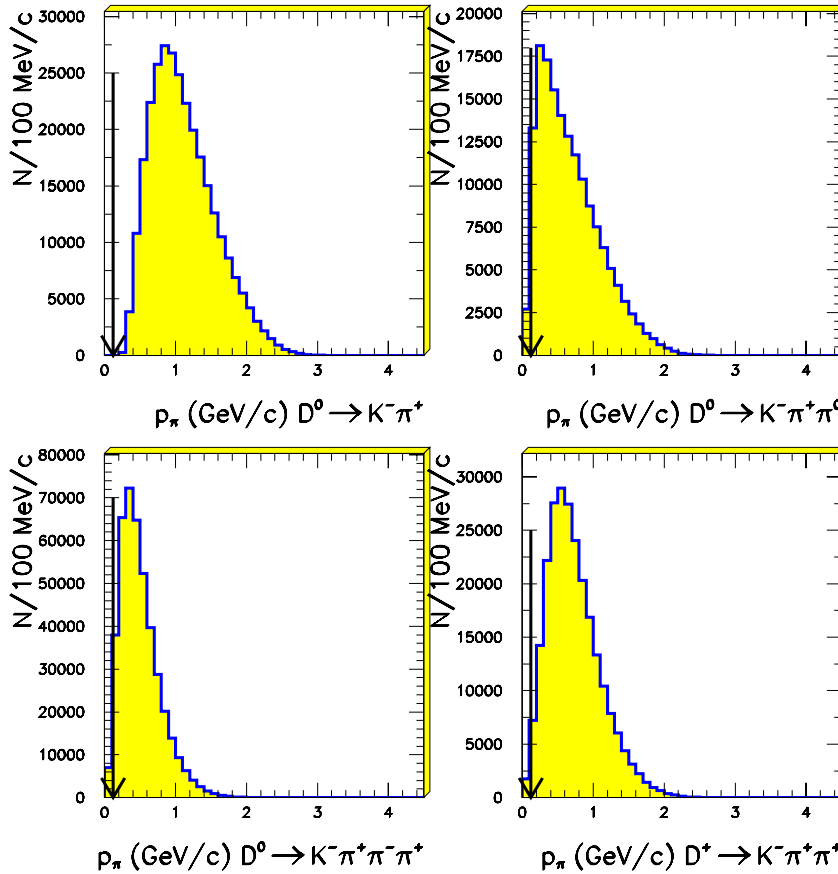


FIG. 3.3 – Spectre en impulsion des π^\pm issus des D , dans le référentiel du laboratoire

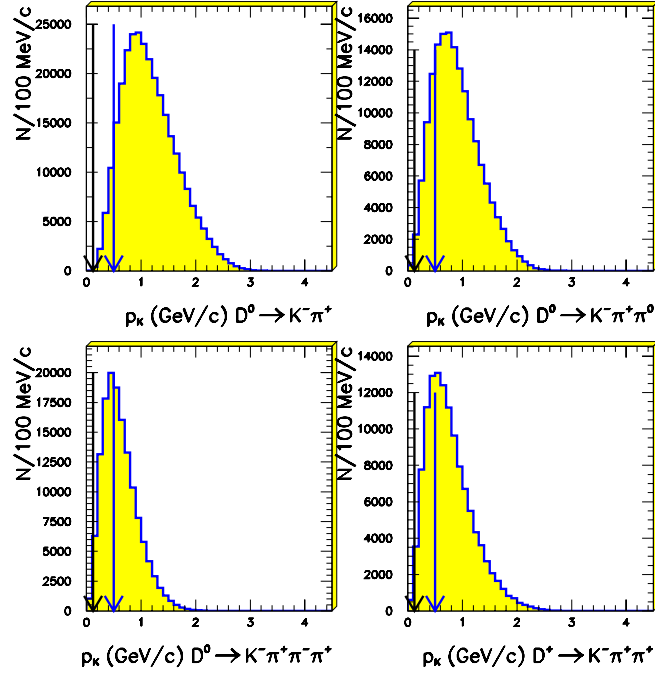


FIG. 3.4 – Spectre en impulsion des K^\pm issus des D , dans le référentiel du laboratoire

Les analyses présentées par la suite font usage des différents ensembles de traces chargées disponibles, décrits dans la section 1.4.2, à savoir :

Les traces chargées (ou « Charged Tracks ») : elles seront utilisées uniquement pour la reconstruction des K_S^0 qui ont un temps de vie ($c\tau_{K_S^0} = 2,68$ cm) mesurable. Les traces issues de leur désintégration ne pointent donc pas toujours vers la zone d'interaction.

Les traces issues de l'origine (ou « GTVL », pour « Good Tracks Very Loose ») : c'est la sélection par défaut pour la majorité des particules utilisées. Elles représentent le sous ensemble des traces chargées provenant du point de collision.

Les traces « Chambre » (ou « GTL », pour « Good Tracks Loose ») : c'est le sous ensemble des traces issues de l'origine ayant au moins 12 points de mesure dans la chambre à fils. Les K chargés identifiés seront pris dans cet ensemble puisque l'information de la chambre à fils est importante pour leur sélection.

Les efficacités de reconstruction de ces différentes catégories de traces sont représentées sur la figure 1.17 (section 1.4.2). Dans le cas des traces « Chambre »,

L'efficacité de reconstruction est fonction de la haute tension de fonctionnement de la chambre à fils et les efficacités de reconstruction des modes étudiés par la suite ont donc été étudiées à l'aide de différents lots de données simulées prenant en compte le fonctionnement à 1 900 V, 1 930 V et 1 960 V de la chambre à fils.

En raison d'imperfections dans la simulation de l'efficacité par fil, du bruit de fond et de l'alignement, la simulation Monte Carlo surestime les efficacités de reconstruction des traces « **Chambre** ». Un facteur de correction, dépendant de la direction de la trace, de son impulsion, de la multiplicité en traces chargées de l'événement et de la période considérée est appliqué à chaque trace « **Chambre** » lors du calcul des efficacités.

Les tables des facteurs de correction à appliquer sont obtenues de la manière suivante : l'efficacité relative de reconstruction des traces « **Chambre** » (traces reconstruites avec la chambre à fils) par rapport aux traces **de l'origine** (reconstruites aussi avec le détecteur en silicium) est estimée [54] en sélectionnant des traces reconstruites avec exactement 10 points dans le détecteur en silicium. Ainsi, les traces présentes dans le sous-ensemble « **Chambre** » doivent aussi forcément figurer dans le lot des « traces issues de l'origine ». Le rapport du nombre de traces « **Chambre** » au nombre de traces issues de l'origine permet de mesurer l'efficacité de reconstruction de la chambre à fils, et la comparaison des nombres obtenus sur les données et dans la simulation permet de déterminer le facteur correctif à appliquer aux traces dans les événements simulés.

Les efficacités de reconstruction des autres ensembles de traces sont correctement représentées par la simulation. Cependant, la connaissance des efficacités est limitée par des effets systématiques, comme l'alignement entre les deux détecteurs ou bien l'erreur statistique due à la taille des échantillons utilisés pour vérifier les efficacités, qui contribuent à une incertitude systématique sur les valeurs finales d'efficacités. Ces incertitudes valent [54] :

- 1 % par **trace chargée** de K_S^0 pour la période I et 1,3 % pour la période II,
- 1 % par **trace de l'origine** utilisée pour la période I et 1,3 % pour la période II,
- 1,2 % par **trace « Chambre »** pour la période I et 0,8 % pour la période II,
- 2 % par pion mou utilisé dans la reconstruction des $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ pour la période I.

3.3.2 Les photons

Les photons que l'on utilise dans la reconstruction sont les photons qui viennent des désintégrations $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$, $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$, $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ avec $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$. Comme dans le cas des $D^{*\pm}$, l'impulsion des photons issus de la désintégration de D^{*0} est plus faible que celle des photons venant de D^0 . La figure 3.5 représente le spectre d'impulsion des photons venant de D^* , directement (à gauche) ou par l'intermédiaire d'un π^0 (à droite).

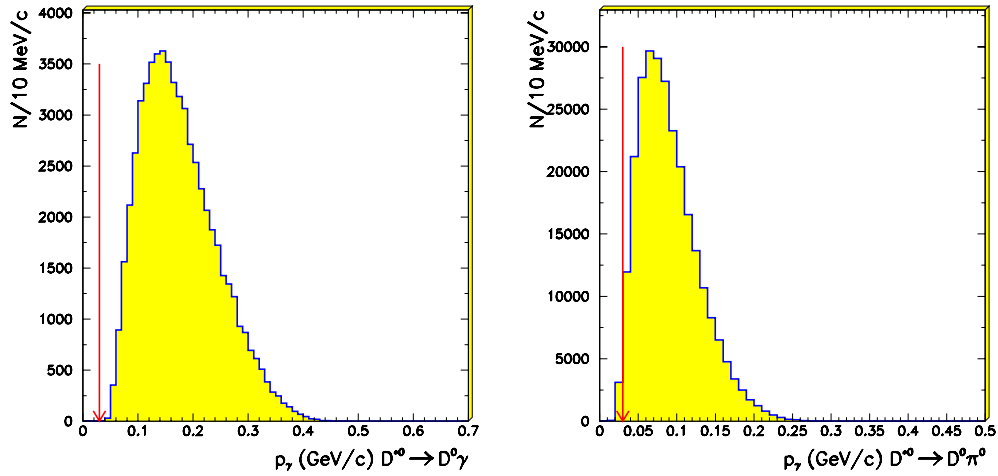


FIG. 3.5 – Spectre d'impulsion des γ venant d'un D^* , directement ($D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$, à gauche) ou en passant par un π^0 ($D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$, à droite), dans le référentiel du laboratoire

Les photons sont détectés et leur énergie mesurée par le calorimètre électromagnétique. Sur chaque figure, la flèche indique le seuil de détection du calorimètre (30 MeV).

La figure 3.6 donne le spectre en impulsion des photons provenant de la désintégration d'un π^0 venant d'un $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. L'énergie de ces photons est plus grande que lorsqu'ils proviennent d'un D^{*0} .

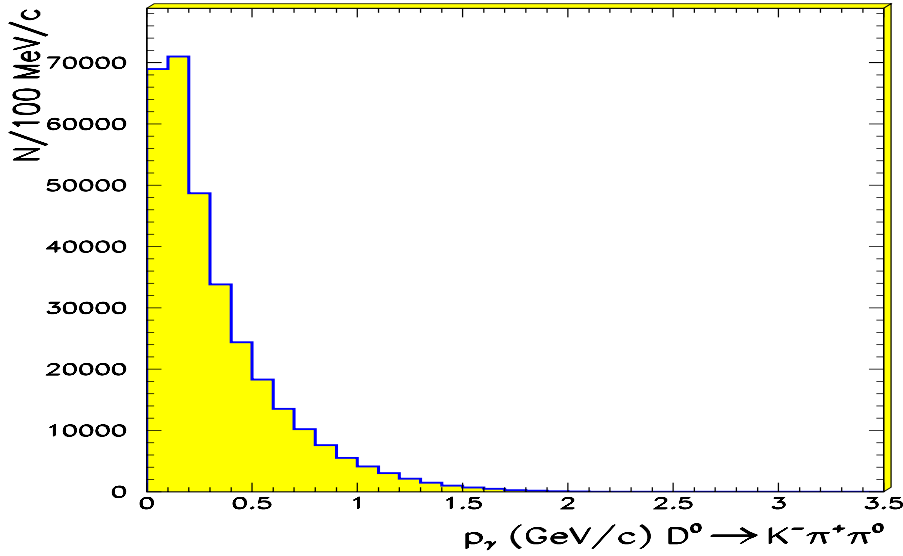


FIG. 3.6 – Spectre d'impulsion des γ venant d'un π^0 d'un D^0 , dans le référentiel du laboratoire

La reconstruction des photons dans BABAR est détaillée dans la section 1.6.2 et leur efficacité de reconstruction donnée par la figure 1.27 de la même section.

L'efficacité de reconstruction des photons dans le calorimètre électromagnétique est légèrement surestimée par la simulation, d'un facteur 2,5 % pour la période I et est correctement représentée pour la période II, sauf pour les photons issus de la désintégration d'un π^0 , lorsque l'angle entre les deux photons est grand. La correction à appliquer dépend de cet angle et vaut en moyenne 5 %. L'erreur statistique sur cette correction est de 1,25 % pour la période I et 2,25 % pour la période II, et c'est donc l'incertitude associée à la reconstruction des photons dans les résultats de calcul d'efficacités.

Ces facteurs de correction sont déterminés [55] en utilisant des événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ qui sont identifiés en imposant que l'événement contienne un électron de haute impulsion provenant de la désintégration d'un des deux τ . Le second τ de l'événement est reconstruit dans les modes $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \pi^0$ ou bien $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \pi^0 \pi^0$ où h n'est pas un lepton. Le rapport du nombre d'événements avec deux π^0 au nombre d'événements avec un seul π^0 est comparé au taux de branchement mesuré [56] :

$$\frac{B(\tau^\pm \rightarrow h^\pm \pi^0 \pi^0)}{B(\tau^\pm \rightarrow h^\pm \pi^0)} = 0,345 \pm 0,017 \quad (3.1)$$

ce qui permet d'obtenir dans les données et la simulation l'efficacité absolue de reconstruction des π^0 .

3.3.3 Identification des kaons chargés

Les kaons dans les modes étudiés proviennent soit de la désintégration d'un méson D , soit directement de celle d'un B dans les modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$.

Comme la majorité des particules produites par la désintégration des produits de collision sont des pions, une grande partie du bruit de fond combinatoire vient de pions identifiés à tort comme des kaons. Pour réduire ce bruit de fond, les informations des sous-détecteurs (détecteur en silicium, chambre à fils et DIRC) sont utilisées pour identifier les kaons. L'algorithme de sélection des kaons chargés dans BABAR est présenté dans la section 1.5.2.

La figure 3.4 représente le spectre en impulsion des K chargés venant de la désintégration des mésons D , la figure 3.7 celui des K chargés venant d'un $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$. La première flèche montre le seuil de détection dans la chambre à fils et la seconde indique la valeur de l'impulsion au dessus de laquelle un K produit de la lumière par effet Cherenkov dans le DIRC. On constate que l'utilisation seule du DIRC ne permet pas de couvrir l'étendue du spectre mais qu'il faut combiner les mesures du détecteur en silicium et de la chambre à fils avec celle du DIRC.

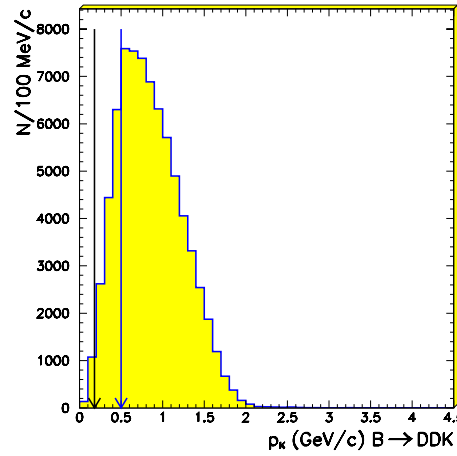


FIG. 3.7 – Spectre en impulsion des K du $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, dans le référentiel du laboratoire. La première flèche représente le seuil de reconstruction des traces chargées et la deuxième le seuil Cherenkov pour les kaons dans le DIRC

Parmi les critères de sélection définis dans BABAR et détaillés dans la section 1.5.2, deux seront utilisés pour les analyses décrites ici :

Sélection minimale : cette sélection permet d’avoir une très grande efficacité (90 % à 1,5 GeV/c) mais en rejetant un nombre limité de pions car seules les particules clairement identifiées comme étant un pion ou un proton sont éliminées. Dans les cas ambigus, la particule est conservée. Ce critère est donc particulièrement adapté aux modes de désintégrations avec peu de bruit de fond combinatoire, comme les $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Cette sélection est également appelée « NotAPion ».

Sélection sévère : le lot final de kaons obtenus est pur au détriment d’une efficacité de sélection plus faible (70 % à 1,5 GeV/c) car seuls les kaons nettement identifiés sont conservés. Cette sélection sera appliquée aux kaons des modes avec beaucoup de fond, à savoir $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ et $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. Elle sera aussi appelée « KTight ».

Les efficacités et puretés obtenues à partir de ces sélections sont données par les figures 1.23 et 1.24 de la section 1.5.2.

Les effets des sélections sont légèrement différents entre simulation Monte Carlo et données. Pour essayer de reproduire dans la simulation le même comportement des sélecteurs que sur les données, l’efficacité de sélection des kaons chargés est calculée, sur les données uniquement, en utilisant des lots de K^\pm purs sélectionnés dans la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ puis $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. La probabilité de fausse identification de pions en kaons est aussi déterminée en utilisant des pions provenant de $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Les efficacités et fausses identifications sont regroupées dans des tables, en fonction de l’impulsion du K^+ et de son angle par rapport à l’axe Oz . Ensuite, ces tables sont appliquées dans la simulation, au niveau de la génération des particules : si la particule générée est un K chargé, un nombre aléatoire entre 0 et 1 est tiré et si ce nombre est supérieur à l’efficacité de sélection dans l’espace des phases considéré, la particule est simplement rejetée du lot de particules sélectionnées.

Enfin, comme il n’est pas possible par cette méthode d’obtenir des lots de kaons purs et donc des valeurs d’efficacités robustes pour des particules d’impulsion inférieure à 250 MeV/c, aucun K^+ en dessous de ce seuil ne sera utilisé dans les analyses.

L’erreur systématique sur les efficacités de sélection est de 3 % par kaon identifié, quelle que soit la catégorie d’identification. Cette erreur est due à la taille des échantillons de contrôle qui servent à déterminer les efficacités de chaque sélection.

3.4 Reconstruction des particules intermédiaires

Les particules intermédiaires utilisées dans l'analyse $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ sont les π^0 et les K_S^0 . Les sections suivantes présentent les sélections appliquées ainsi que les performances atteintes dans la reconstruction de ces désintégrations.

3.4.1 Les π^0

Les π^0 sont reconstruits dans le mode $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ qui représente pratiquement la totalité des désintégrations (98,798 % [3]). Seuls les photons sélectionnés suivant les critères mentionnés dans le chapitre précédent sont utilisés et combinés pour former les π^0 .

Les photons qui se convertissent dans la matière du détecteur ne sont pas récupérés pour ces analyses et sont perdus. Environ 5 % des photons faisant un angle de 90° avec l'axe Oz se convertissent avant le calorimètre électromagnétique, avant le DIRC (dans le tube à vide, le détecteur en silicium et les parois de la chambre à fils).

Lorsque les π^0 ont des énergies supérieures à 2 GeV, la distance entre les photons issus de leur désintégration est trop faible pour donner deux amas distincts dans le calorimètre électromagnétique. Une méthode pour récupérer ces π^0 existe [55] mais puisque les π^0 utilisés ne dépassent pas une telle énergie, seuls les π^0 reconstruits avec deux photons clairement différents dans le calorimètre électromagnétique seront considérés.

Les photons combinés pour former des candidats π^0 ont leurs directions calculées comme s'ils provenaient du point d'interaction principal de l'événement, c'est à dire le point d'intersection de toutes les traces chargées de l'événement.

Deux catégories de π^0 peuvent être distinguées :

- les π^0 provenant des désintégrations $D^* \rightarrow D\pi^0$ qui, comme les pions mous chargés de $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, ont une faible impulsion. Leur spectre en énergie est donné sur la figure 3.8, à gauche.
- les π^0 venant de $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ et dont le spectre d'énergie est représenté sur la figure 3.8, à droite.

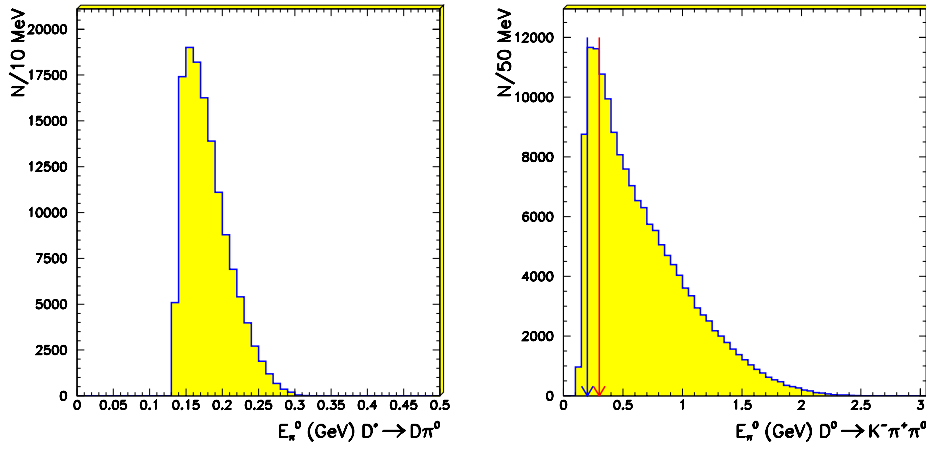


FIG. 3.8 – Spectre d'énergie des π^0 venant de $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ (à gauche) et de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ (à droite), dans le référentiel du laboratoire

La figure 3.9 montre l'efficacité de reconstruction (dans la simulation, après correction de l'efficacité de reconstruction des photons) des π^0 ayant leurs deux photons dans le volume d'acceptance du calorimètre électromagnétique, en fonction de l'impulsion des π^0 .

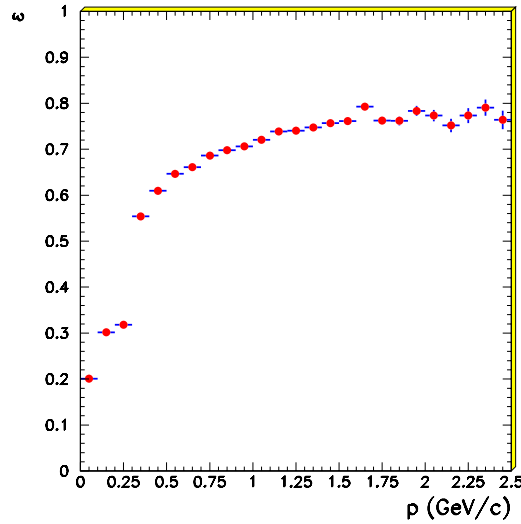


FIG. 3.9 – Efficacité de reconstruction des π^0 en fonction de l'impulsion dans le référentiel du laboratoire

En général, les distributions de masse invariante $\gamma\gamma$ ne sont pas symétriques mais présentent un excès vers les petites masses. Cela vient du fait que l'énergie des photons n'est pas toujours entièrement récupérée dans le calorimètre mais peut en partie être perdue.

Les distributions de masse des π^0 reconstruits seront donc ajustées par une fonction gaussienne légèrement modifiée. Deux paramètres supplémentaires sont ajoutés : un paramètre α ($\alpha < 0$) qui représente la valeur à partir de laquelle la distribution peut être décrite par une gaussienne. Pour des valeurs inférieures, la fonction est une exponentielle d'exposant $-n$. Cette fonction a été utilisée dans l'expérience CRYSTAL BALL [57].

L'expression analytique de cette fonction est :

$$f_{CB}(x) = \begin{cases} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} & \text{si } \frac{x-x_0}{\sigma} > \alpha \\ \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n e^{-\frac{\alpha^2}{2}} \left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - \frac{x-x_0}{\sigma}\right)^{-n} & \text{si } \frac{x-x_0}{\sigma} \leq \alpha \end{cases} \quad (3.2)$$

L'aire totale sous la courbe de la fonction est :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_{CB}(x) dx = \frac{\pi\sigma}{\sqrt{2}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) + \sigma \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n e^{-\frac{\alpha^2}{2}} \frac{\left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - \alpha\right)^{1-n}}{1-n} \quad (3.3)$$

Trois sélections différentes sont utilisées suivant les modes reconstruits, en fonction du niveau de bruit de fond :

1. **L'énergie du candidat π^0 doit être supérieure à 200 MeV.** Cette sélection est principalement appliquée sur les π^0 venant de $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$. La figure 3.10 montre les distributions de masse obtenues pour cette sélection avec la simulation (à gauche) et les données (à droite). Sur la figure correspondant au Monte-Carlo, l'histogramme en couleur représente les combinaisons aléatoires qui ne sont pas associées à un π^0 simulé. Le Monte-Carlo utilisé pour réaliser cette figure contient un B qui est forcé à se désintégrer dans le mode $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, mais l'autre B se désintègre arbitrairement. La grande majorité des π^0 reconstruits proviennent donc des B quelconques. Les données utilisées sont des événements auxquels aucune sélection particulière n'a été appliquée, ce qui explique que le niveau du bruit de fond soit à peu près équivalent sur données et simulation.

Ces distributions sont ajustées à l'aide de la fonction (3.2) et le tableau 3.6 donne les valeurs des résolutions et des masses centrales déterminées grâce à l'ajustement.

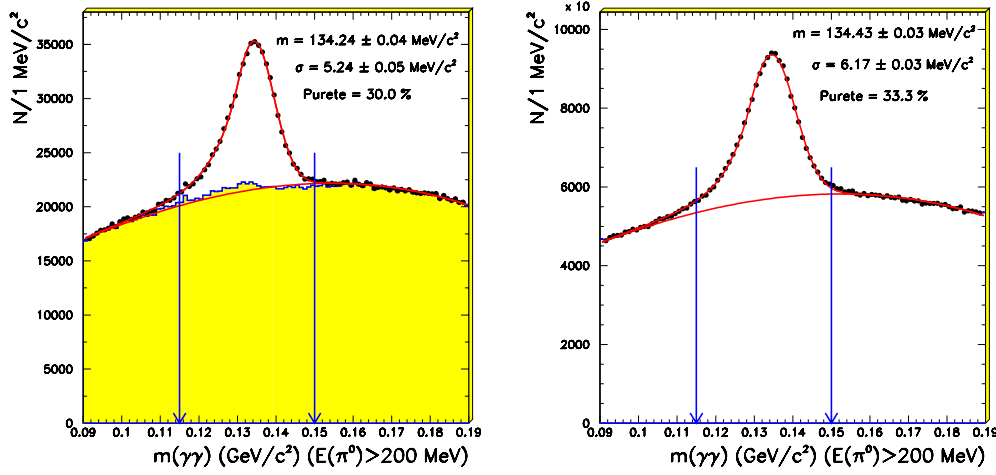


FIG. 3.10 – Masse invariante des candidats π^0 avec $E(\pi^0) > 200$ MeV pour le Monte Carlo (à gauche) et les données (à droite)

	Masse (en MeV/c^2)	Résolution (en MeV/c^2)
Monte Carlo	$134,24 \pm 0,04$	$5,24 \pm 0,05$
Données	$134,43 \pm 0,03$	$6,17 \pm 0,03$

TAB. 3.6 – Paramètres des π^0 avec $E(\pi^0) > 200$ MeV

2. **L'énergie du candidat π^0 doit être supérieure à 300 MeV.** Cette sélection est également appliquée sur les π^0 venant de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, pour diminuer encore plus le bruit de fond combinatoire sur certains modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ ayant un fond important.

Les figures 3.11 donnent les distributions de masse sur la simulation (à gauche) et les données (à droite). Le tableau 3.7 résume les résultats de l'ajustement réalisé sur ces distributions. On remarque que cette sélection permet bien d'obtenir un bruit de fond réduit. La pureté du lot de π^0 sélectionnés passe de 33,3 % pour des π^0 d'énergie minimale de 200 MeV à 41,9 % lorsque le seuil est de 300 MeV.

	Masse (en MeV/c^2)	Résolution (en MeV/c^2)
Monte Carlo	$134,29 \pm 0,04$	$5,17 \pm 0,05$
Données	$134,40 \pm 0,03$	$6,09 \pm 0,03$

TAB. 3.7 – Paramètres des π^0 avec $E(\pi^0) > 300$ MeV

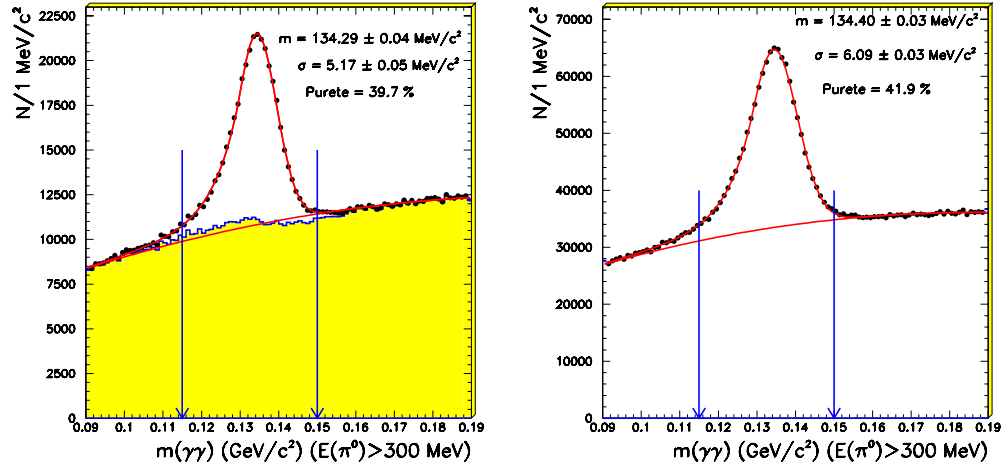


FIG. 3.11 – Masse invariante des candidats π^0 avec $E(\pi^0) > 300$ MeV pour le Monte Carlo (à gauche) et les données (à droite)

3. L'impulsion du candidat π^0 , dans le référentiel du centre de masse du $\Upsilon(4S)$ doit être comprise entre 70 et 450 MeV/c. Cette sélection est utilisée pour les π^0 venant de $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ ou de $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$. Les figures 3.12 donnent les distributions de masse sur la simulation (à gauche) et les données (à droite). Le tableau 3.8 résume les résultats de l'ajustement de ces distributions.

Le niveau de bruit de fond combinatoire est ici beaucoup plus élevé que pour les sélections précédentes à cause de la présence de nombreux photons de basse énergie. La pureté du lot de π^0 tombe à 16,7 %. Cependant un signal est visible, rendant possible la reconstruction du mode $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$.

	Masse (en MeV/c ²)	Résolution (en MeV/c ²)
Monte Carlo	$133,68 \pm 0,09$	$5,19 \pm 0,10$
Données	$134,43 \pm 0,07$	$6,06 \pm 0,08$

TAB. 3.8 – Paramètres des π^0 avec $70 < p^*(\pi^0) < 450$ MeV/c

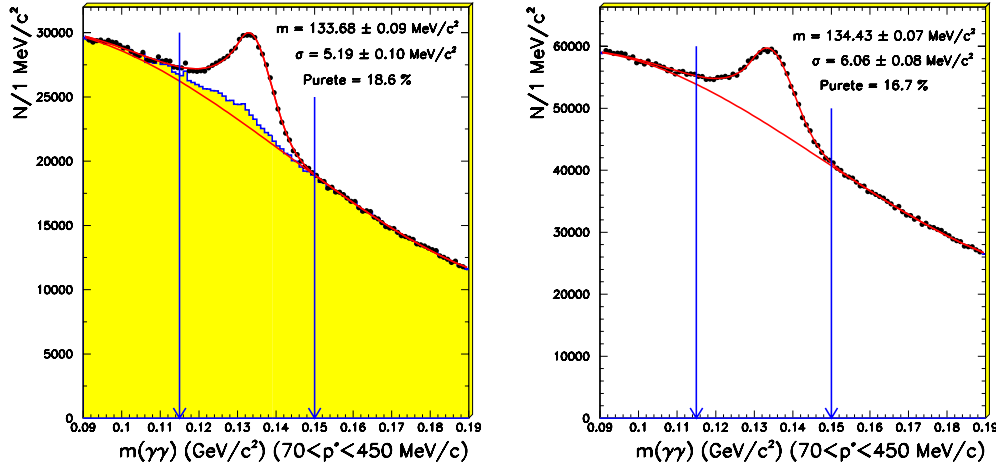


FIG. 3.12 – Masse invariante des candidats π^0 avec $70 < p^*(\pi^0) < 450$ MeV/c pour le Monte Carlo (à gauche) et les données (à droite)

Les candidats π^0 sont finalement sélectionnés pour être utilisés dans les étapes ultérieures en ne gardant que ceux qui ont une masse invariante comprise entre **115 et 150 MeV/c²**. Bien que les résolutions soient différentes entre la simulation et les données, ce critère de sélection est suffisamment lâche pour ne pas y être sensible.

Ensuite, les paramètres (énergie et impulsion) du candidat π^0 sont recalculés en contraignant la masse invariante $\gamma\gamma$ à être égale à la masse du π^0 donnée par le PDG [3], soit $m_{\pi^0} = 134,977$ MeV/c². Pour cela, le même algorithme de recherche de minimum par la méthode des moindres carrés que celui décrit dans 2.2.2 est employé. Les contraintes géométriques (2.18) et (2.19), qui n'existent plus ici, sont remplacées par la contrainte suivante :

$$\frac{E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2}{m_{\pi^0}^2} - 1 = 0 \quad (3.4)$$

Ceci permet d'obtenir une meilleure précision sur l'impulsion des π^0 utilisés. La figure 3.13 montre, avec la simulation, la différence Δp entre l'impulsion reconstruite et l'impulsion générée des π^0 , avant la contrainte de masse, en points rouges, et après la contrainte, en histogramme plein. En ajustant ces distributions par une fonction somme de deux gaussiennes, la résolution de la gaussienne de plus petit écart type est de $7 \pm 0,05$ MeV/c avant contrainte et de $5,15 \pm 0,04$ MeV/c après.

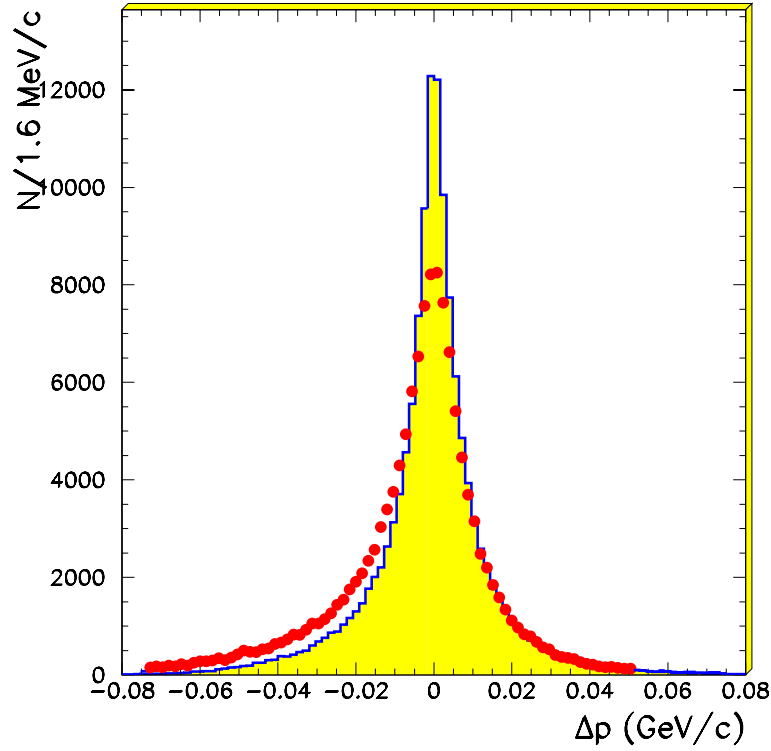


FIG. 3.13 – Différence entre impulsion reconstruite et générée pour les π^0 avant et après contrainte de masse

3.4.2 Les K_S^0

a) Introduction

Parmi les K^0 , seuls les K_S^0 sont considérés. La moitié des K^0 produits se trouvent dans l'état K_S^0 . De plus, les K_S^0 sont reconstruits uniquement dans le mode $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, ce qui représente $68,61 \pm 0,28 \%$ de leurs désintégrations [3].

Les K_S^0 sont utilisés ici uniquement dans la reconstruction des modes de désintégration $B \rightarrow D \bar{D} K_S^0$. Le spectre en impulsion des K_S^0 provenant de ces désintégrations est représenté sur la figure 3.14.

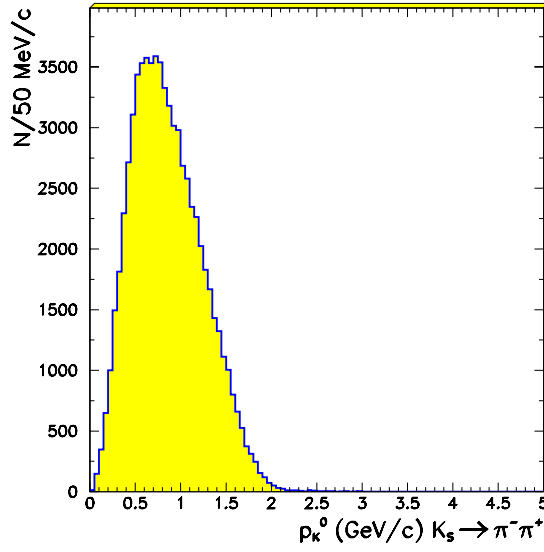


FIG. 3.14 – Spectre en impulsion des K_S^0 provenant des $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$, dans le référentiel du laboratoire

b) Reconstruction du point de désintégration des K_S^0

Puisque les K_S^0 ont un temps de vie mesurable ($c\tau_{K_S^0} = 2,678 \text{ 6 cm}$ [3]), il faut d'abord trouver leur point de désintégration avant de calculer la masse invariante de la paire $\pi^+\pi^-$. Cette recherche se fait avec le même algorithme que celui utilisé pour l'étude des interactions dans la matière et est décrit dans la section 2.2.2. Cette méthode permet d'obtenir une résolution d'environ $160 \text{ }\mu\text{m}$ sur la position du point de désintégration dans le plan $x - y$ et une résolution d'environ $110 \text{ }\mu\text{m}$ selon l'axe Oz .

Les figures 3.15 montrent les quantités $\Delta R = R_{reconstruit} - R_{simule}$ (à gauche), $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ étant la distance dans le plan transverse entre le point de désintégration et l'origine, et $\Delta z = z_{reconstruit} - z_{simule}$ (à droite) dans la simulation. Ces distributions sont ajustées par une fonction somme de deux gaussiennes, d'écart-type σ_1 et σ_2 . f_1 est le rapport du nombre d'événements dans la gaussienne étroite d'écart-type σ_1 au nombre d'événements total. La distribution est ajustée par deux gaussiennes car les traces utilisées pour former les candidats K_S^0 peuvent être reconstruites avec le détecteur en silicium seul ou avec la chambre à fils et donnent des résolutions différentes sur la position (elle est plus précise avec le détecteur en silicium).

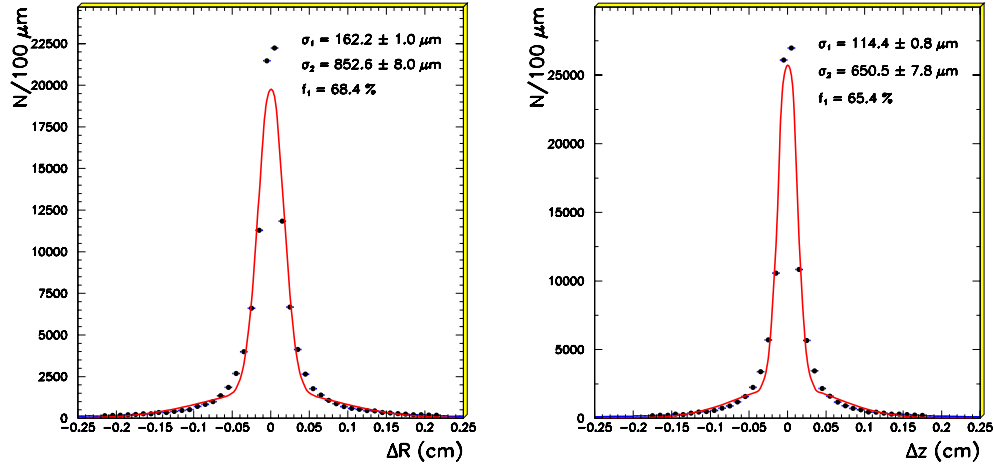


FIG. 3.15 – Résolution sur la position du point de désintégration des K_S^0 dans le plan $x-y$ (gauche) et selon l'axe Oz (droite)

c) Sélection minimale

Les distributions de masse invariante des candidats K_S^0 sont bien décrites pour la partie signal par une fonction somme de deux gaussiennes de même valeur moyenne. Le fond combinatoire est lui représenté par une droite.

La région du signal est définie comme l'ensemble des candidats qui ont une masse invariante dans une fenêtre de $9,5 \text{ MeV}/c^2$ de part et d'autre de la masse donnée par le PDG [3], c'est-à-dire $m_{K_S^0} = 497,672 \text{ MeV}/c^2$.

Les distributions de masse présentées par la suite mentionneront les paramètres ajustés, c'est-à-dire la valeur moyenne m , les écarts-type des deux gaussiennes, σ_1 et σ_2 , la proportion des événements de signal dans la gaussienne de plus petit écart-type, f_1 et la pureté qui est la proportion d'événements de signal dans la région du signal.

Les figures 3.16 montrent les distributions de masse invariante avant toute autre sélection, dans le Monte Carlo (à gauche) et les données (à droite). C'est cette sélection qui est utilisée lors du premier filtrage des événements. Sur les distributions obtenues à partir de la simulation, la zone en couleur représente les combinaisons aléatoires, non associées à une vraie désintégration $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

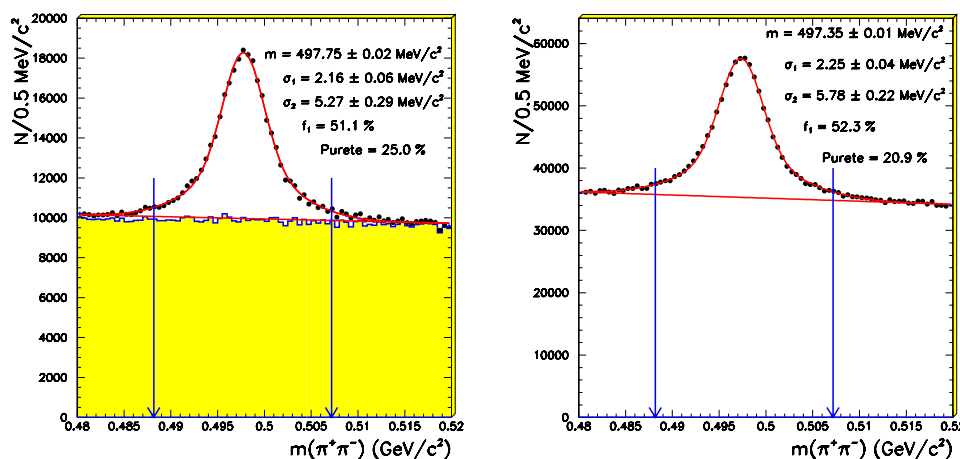


FIG. 3.16 – Masse invariante des candidats K_S^0 pour la sélection minimale dans le Monte Carlo (à gauche) et les données (à droite)

d) Utilisation du point de désintégration

L'algorithme de recherche du point de désintégration donne à la fin du calcul une probabilité de χ^2 qui permet d'estimer la qualité de la recherche et d'éliminer les combinaisons de particules ne venant pas du même point géométrique.

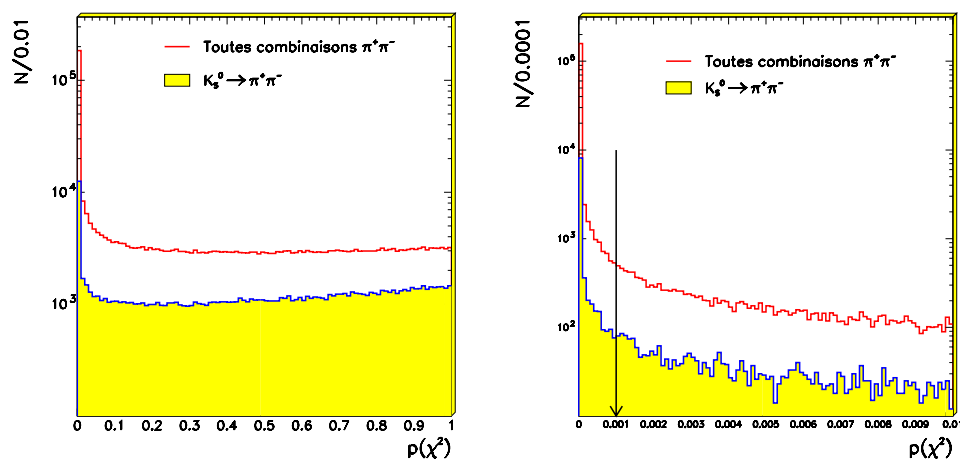


FIG. 3.17 – Probabilité de χ^2 des paires $\pi^+\pi^-$

La figure 3.17 représente, dans la simulation Monte Carlo, la valeur de la probabilité de χ^2 obtenue pour toutes les combinaisons $\pi^+\pi^-$ (histogramme blanc) et pour les vraies désintégrations $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Par la suite, seuls les candidats K_S^0 dont la probabilité de χ^2 est plus grande que 0,1 % seront gardés. Cette sélection est indiquée par une flèche sur la figure de droite ; elle permet d'éliminer les combinaisons présentes en grand nombre dans le pic visible pour des probabilités de χ^2 proches de 0.

Les figures 3.18 donnent les distributions de masse invariante des candidats K_S^0 dont la probabilité de χ^2 est plus grande que 0,1 %. L'efficacité de ce critère de sélection est détaillée plus loin par la figure 3.21 et vaut en moyenne 90 %. La pureté, quant à elle, augmente et passe de 20,9 % dans le cas de la sélection minimale à 30,8 %.

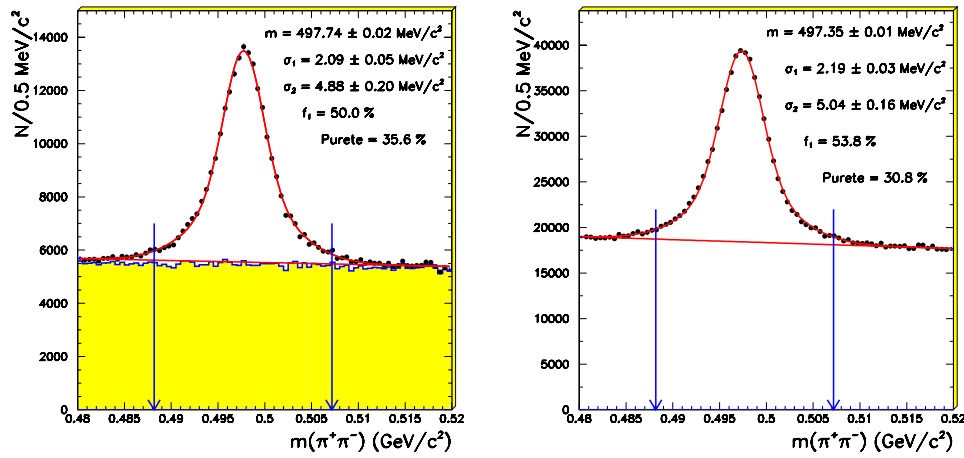


FIG. 3.18 – Masse invariante des candidats K_S^0 avec $p(\chi^2) > 0,1\%$ pour le Monte Carlo (à gauche) et les données (à droite)

e) Utilisation de la longueur de vol

Enfin, les K_S^0 ayant un temps de vie assez grand, on peut distinguer les vrais K_S^0 des fausses combinaisons $\pi^+\pi^-$ qui en général ont leur point d'origine commun près du point d'interaction. Pour les différencier, on utilise la quantité L qui est la distance de vol entre le point d'interaction principal et le point de désintégration du candidat K_S^0 , dans le plan transverse au faisceau.

La figure 3.19 montre la quantité L_{2D} pour toutes les combinaisons $\pi^+\pi^-$ (his-

togramme blanc) et les vrais K_S^0 dans le Monte Carlo (histogramme plein). En ne gardant que les candidats pour lesquels $L_{2D} > 2$ mm, une grande partie du bruit de fond combinatoire est éliminé, celui-ci s'accumulant pour des valeurs proches de 0. Ce critère de sélection est indiqué par une flèche sur la figure.

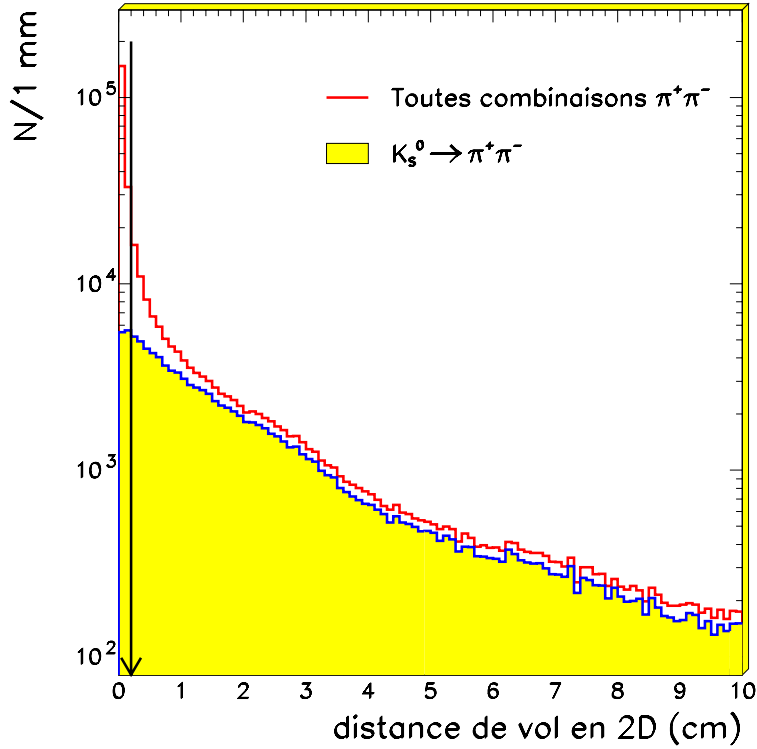


FIG. 3.19 – Distance de vol dans le plan $x - y$

Une fois cette dernière sélection appliquée, les distributions de masse invariante deviennent celles de la figure 3.20 pour la simulation (à gauche) et pour les données (à droite). La pureté passe de 30,8 % en sélectionnant uniquement sur la probabilité de χ^2 , à 57,4 % après sélection sur la longueur de vol. L'efficacité de la sélection dépend de l'impulsion des particules comme on peut le voir sur la figure 3.21 mais vaut en moyenne 90 % au delà de 600 MeV/c. Cette sélection permettant d'augmenter de façon significative la pureté du lot de K_S^0 sélectionné tout en gardant une efficacité élevée, elle sera appliquée à tous les K_S^0 utilisés par la suite.

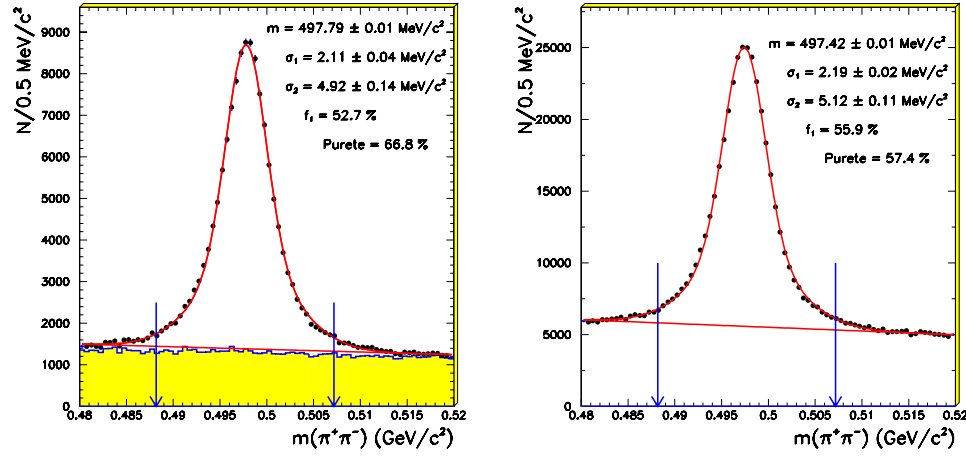


FIG. 3.20 – Masse invariante des candidats K_S^0 avec $p(\chi^2) > 0,1 \%$ et $L_{2D} > 2$ mm pour le Monte Carlo (à gauche) et les données (à droite)

f) Conclusions

Le tableau 3.9 récapitule les masses centrales et résolutions obtenues avec les sélections finales qui sont, elles, regroupées dans le tableau 3.10.

	Masse (en MeV/c^2)	Résolutions (en MeV/c^2)
Monte Carlo	$497,79 \pm 0,01$	$2,11 \pm 0,04$ ($f_1 = 52,7 \%$) $4,92 \pm 0,14$
Données	$497,42 \pm 0,01$	$2,19 \pm 0,02$ ($f_1 = 55,9 \%$) $5,12 \pm 0,11$

TAB. 3.9 – Paramètres des K_S^0 avec $p(\chi^2) > 0.1 \%$ et $L > 2$ mm

Variable	Critère
masse invariante	$m(\pi^+\pi^-) \in [488,172; 507,172] \text{ MeV}/c^2$
probabilité de χ^2 du vertex	$p(\chi^2) > 0,1 \%$
distance de vol dans le plan $x-y$	$L_{2D} > 2 \text{ mm}$

TAB. 3.10 – Critères de sélection appliqués aux $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

La figure 3.21 montre l'efficacité de sélection des K_S^0 provenant des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, pour les différentes sélections. Il faut noter que cette figure ne sépare pas les effets de l'acceptance géométrique de ceux des critères de sélection discutés précédemment. C'est pour cela que l'efficacité diminue à haute impulsion où les K_S^0 sont émis vers l'avant et donc dans une région hors de l'acceptance du détecteur.

Pour corriger des différences d'efficacité de sélection entre simulation et données (principalement dues aux différences dans la simulation du matériel qui influent sur les performances du « vertexing »), une table de correction qui donne les efficacités relatives en fonction de la longueur de vol du K_S^0 existe. L'efficacité obtenue après application de cette table est appelée « Données » sur la figure 3.21. Une erreur systématique de 5 % par K_S^0 doit être ajoutée après avoir corrigé les efficacités à l'aide de ces tables. Cette erreur systématique inclut celle due à la reconstruction des deux traces chargées utilisées pour le K_S^0 .

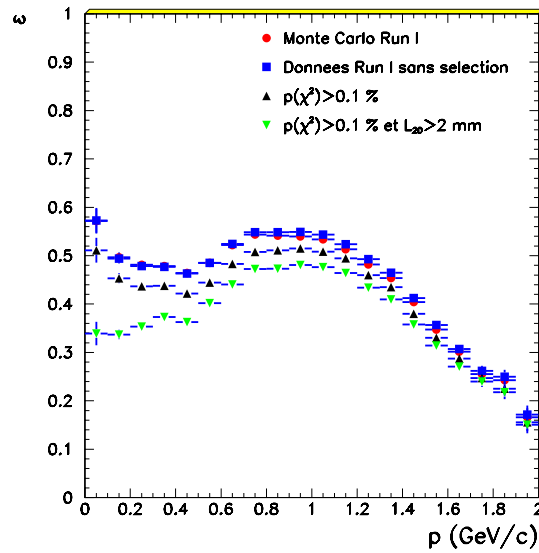


FIG. 3.21 – Efficacité de reconstruction des K_S^0

3.5 Reconstruction des mésons D

Les mésons D sont reconstruits uniquement dans des modes de désintégration contenant des mésons K chargés. Les modes étudiés sont regroupés dans la table

3.11. Les taux de branchement sont ceux du PDG ([3]).

Les mesures des taux de branchement ne sont pas indépendantes entre elles mais sont effectuées relativement au taux de branchement du $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. La table indique donc le rapport du mode considéré au mode de référence.

Mode	B	$\frac{B}{B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$3,83 \pm 0,09 \%$	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$13,9 \pm 0,9 \%$	$3,63 \pm 0,23$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$7,49 \pm 0,31 \%$	$1,96 \pm 0,07$
Total D^0	$25,9 \pm 1,1 \%$	
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$9 \pm 0,6 \%$	

TAB. 3.11 – Modes de désintégration des mésons D utilisés

La figure 3.22 montre le spectre en impulsion des mésons D dans le référentiel du laboratoire.

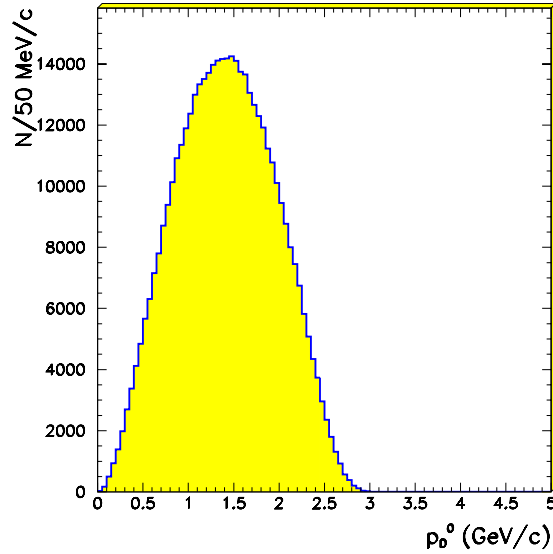


FIG. 3.22 – Spectre en impulsion des mésons D^0 provenant de désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ dans le référentiel du laboratoire

Pour diminuer la quantité du bruit de fond dans les signaux de B complètement

reconstruits, il faut appliquer des critères de sélection de plus en plus sévères sur les D . La sévérité du critère dépend du mode étudié : pour des modes contenant des D^{*+} comme $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ où il y a peu de fond, les sélections appliquées seront moins sévères que pour les modes avec beaucoup de fond comme $B^+ \rightarrow D^0 \bar{D}^0 K^+$. Le choix du critère de sélection retenu pour sélectionner les D dans chacun des canaux $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ résulte d'une optimisation du rapport signal sur bruit, attendu pour un taux de branchement fixe et sera discuté dans le chapitre 4. Les critères de sélection des D qui ont été testés sont décrits, par ordre de sévérité croissante, ci dessous.

Pour obtenir des puretés croissantes dans les signaux de D , on applique diverses sélections, dans l'ordre suivant (chaque sélection s'ajoute à la précédente) :

1. l'identification des kaons chargés,
2. l'utilisation des résonances intermédiaires éventuelles (cas $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$),
3. la recherche du point de désintégration du D à partir des traces chargées,
4. l'impulsion minimale des π^0 utilisés (cas $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$),
5. la qualité des traces chargées utilisées (cas $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$).

Dans la suite, l'effet de ces sélections sera illustré à partir de distributions de masse invariante de mésons D reconstruits inclusivement avec des données de BABAR sur lesquelles aucune sélection particulière n'est effectuée.

Les distributions de masse obtenues sont ajustées avec une fonction gaussienne. La pureté est définie comme le nombre d'événements de signal divisé par le nombre total d'événements dans un intervalle de masse centré autour de la valeur moyenne de la gaussienne et de largeur six fois la valeur de son écart-type.

Les figures 3.24 à 3.27 en fin de la section donnent les distributions pour les différentes sélections. Les paramètres déterminés grâce aux ajustements sont récapitulés dans les tableaux 3.18 à 3.21.

Enfin, les efficacités de sélection à chaque étape sont illustrées sur les figures 3.28.

3.5.1 Sélection minimale

Cette section présente la sélection appliquée aux mésons D lors de l'étape initiale de filtrage des événements intéressants. Elle constitue la sélection minimale pour toutes les analyses utilisant des mésons charmés ; elle est résumée dans les tables 3.12 à 3.15.

Trace de π^\pm	Trace de l'origine
Trace de K^\pm	Trace de l'origine
Identification de K^\pm	Aucune
Masse invariante	$m_{PDG} \pm 40 \text{ MeV}/c^2$

TAB. 3.12 – Sélection minimale appliquée aux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Trace de π^\pm	Trace de l'origine
Trace de K^\pm	Trace « Chambre »
Identification de K^\pm	Sélection minimale
Masse invariante	$m_{PDG} \pm 70 \text{ MeV}/c^2$
Energie du π^0	$> 200 \text{ MeV}$

TAB. 3.13 – Sélection minimale appliquée aux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$

Trace de π^\pm	Trace de l'origine
Trace de K^\pm	Trace « Chambre »
Identification de K^\pm	Sélection minimale
Masse invariante	$m_{PDG} \pm 40 \text{ MeV}/c^2$

TAB. 3.14 – Sélection minimale appliquée aux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$

Trace de π^\pm	Trace de l'origine
Trace de K^\pm	Trace « Chambre »
Identification de K^\pm	Sélection minimale
Masse invariante	$m_{PDG} \pm 40 \text{ MeV}/c^2$

TAB. 3.15 – Sélection minimale appliquée aux $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

m_{PDG} est la masse donnée par le PDG [3] de la particule considérée et vaut :

- $m_{PDG}(D^0) = 1\,864,5 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$,
- $m_{PDG}(D^+) = 1\,869,3 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$.

Avec cette sélection, les signaux ne sont pratiquement pas visibles pour les modes $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. C'est pour cela que cette sélection ne sera pratiquement jamais utilisée sur ces deux modes.

3.5.2 Identification des kaons chargés

Le premier critère de sélection appliqué pour diminuer le niveau du bruit de fond dû aux fausses combinaisons est d'utiliser les différentes identifications de kaons chargés présentées dans la section précédente.

Pour le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, la sélection **minimale** est appliquée sur la trace chargée représentant le kaon et à laquelle la masse du kaon est assignée, en demandant en plus que cette trace fasse partie de l'ensemble des **traces Chambre**. Pour les autres modes, où le bruit de fond est beaucoup plus important, la sélection **sévère** est employée.

Sur le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, appliquer ce critère de sélection est très utile puisque la pureté passe de 7,6 % à 21,4 % alors que l'efficacité est très élevée et vaut en moyenne 85 %.

Pour les autres modes, l'efficacité de la sélection est également très haute et est voisine de 80 %. Cependant, le niveau de bruit de fond reste encore très élevé.

3.5.3 Résonances intermédiaires

Le D^0 se désintègre vers l'état final $K^- \pi^+ \pi^0$ en passant par des résonances intermédiaires, $\bar{K}^*(892)^0$, $K^*(892)^-$ ou $\rho(770)^+$.

Pour diminuer le bruit de fond dans ce mode, on peut utiliser ces résonances et calculer une probabilité d'occupation de l'espace de phase $(m_{K^- \pi^+}^2; m_{K^- \pi^0}^2)$ de cette désintégration. Les quantités utilisées pour déterminer cette probabilité sont les masses invariantes des systèmes $K^- \pi^+$, $K^- \pi^0$ et $\pi^+ \pi^0$.

Soit θ_{ij}^* , l'angle, dans le référentiel du centre de masse du système $k-i$ ($i, j, k = K^-, \pi^0, \pi^+$), entre \vec{p}_i^* et \vec{p}_j . A chaque résonance R possible est associée une amplitude de désintégration A_R :

$$A_R = \frac{C_R e^{\frac{i\phi_R \pi}{180}} \sqrt{\frac{\Gamma_R}{2\pi}} \cos \theta_{jk}^*}{m_R - m_{ij} - i\frac{\Gamma}{2}} \quad (3.5)$$

i et j sont les indices des particules formant la résonance R , Γ_R et m_R sont les largeurs et masses de R , issues du PDG [3], et C_R et ϕ_R sont les amplitudes et phases de la résonance dans la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. Ces paramètres ont été déterminés par l'expérience E691 [51] et sont récapitulés dans le tableau 3.16 :

Particule	m_R	Γ_R	C_R	ϕ_R
$\bar{K}^*(892)^0 \rightarrow K^-\pi^+$	896,1 MeV/c ²	50,7 MeV/c ²	3,19	-13°
$K^*(892)^- \rightarrow K^-\pi^0$	891,66 MeV/c ²	50,8 MeV/c ²	2,96	68°
$\rho(770)^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$	766,5 MeV/c ²	150,2 MeV/c ²	8,56	40°

TAB. 3.16 – Paramètres des résonances intermédiaires dans la désintégration $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$

La partie non résonante est prise comme référence avec une amplitude $A_0 = 1$.

Une densité de probabilité, associée à la désintégration considérée, est calculée :

$$P_{D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0} \left(m(K^-\pi^+)^2, m(K^-\pi^0)^2 \right) = |A_0 + A_{\bar{K}^{*0}} + A_{K^{*-}} + A_{\rho^+}|^2 \quad (3.6)$$

Cette probabilité est convoluée avec une fonction de résolution formée du produit de deux gaussiennes tenant compte de la précision expérimentale de la mesure de $m(K^-\pi^+)^2$ pour l'une et de $m(K^-\pi^0)^2$ pour l'autre. Leur résolution est une fonction affine du carré des masses des systèmes $K^-\pi^+$ et $K^-\pi^0$ [58] :

$$\sigma_{m(K^-\pi^+)^2} = 0,000\,95 + 0,005\,1 \times m(K^-\pi^+)^2 \quad (3.7)$$

$$\sigma_{m(K^-\pi^0)^2} = -0,005\,3 + 0,023 \times m(K^-\pi^0)^2 \quad (3.8)$$

La quantité finalement utilisée est le « Poids de Dalitz » (DalW) :

$$\begin{aligned} \text{DalW} \left(m(K^-\pi^+)^2, m(K^-\pi^0)^2 \right) = & \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dx dy \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{m(K^-\pi^+)^2}^2}} \exp - \frac{\left(x - m(K^-\pi^+)^2 \right)^2}{2\sigma_{m(K^-\pi^+)^2}^2} \\ & \times \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{m(K^-\pi^0)^2}^2}} \exp - \frac{\left(y - m(K^-\pi^0)^2 \right)^2}{2\sigma_{m(K^-\pi^0)^2}^2} \\ & \times P_{D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0}(x, y) \end{aligned} \quad (3.9)$$

La figure 3.23 montre à gauche le diagramme de Dalitz pour les vrais événements $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, dans le Monte Carlo, et à droite, le diagramme de Dalitz

pour les candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ qui ont une valeur du poids de Dalitz supérieure à 10, qui est la sélection utilisée.

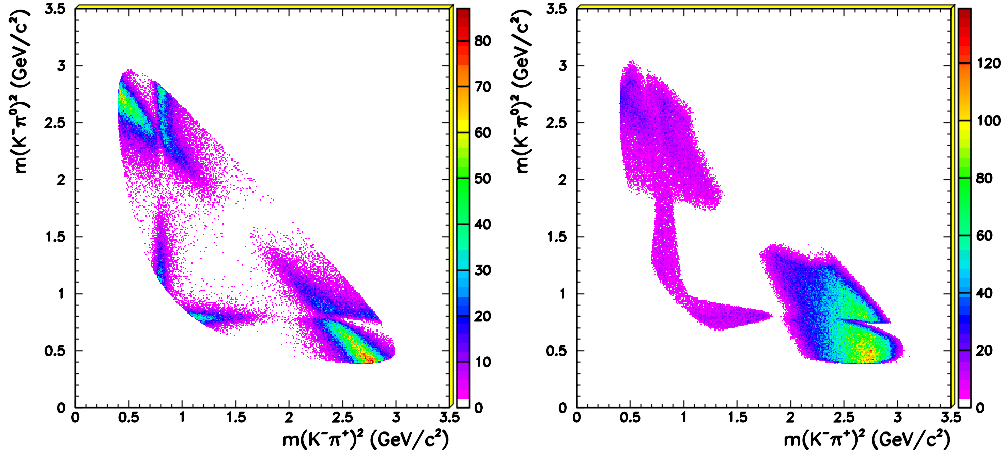


FIG. 3.23 – Diagramme de Dalitz de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ pour les événements de signal (gauche) et pour les événements pour lesquels $\text{Dal}W > 10$ (droite)

L'application de ce critère sur les candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ permet d'augmenter la pureté du lot sélectionné, par rapport à la sélection utilisant uniquement l'identification des K chargés, de 3,2 % à 4,6 %. L'efficacité est très grande et vaut en moyenne 90 %.

3.5.4 Critères géométriques

Une autre façon d'augmenter la pureté des signaux obtenus est de rechercher par le même algorithme que pour les K_S^0 , par exemple, le point d'origine commune aux traces chargées utilisées pour construire le candidat D . Puisque le calorimètre électromagnétique ne donne pas d'information sur la direction des photons, les π^0 ne peuvent pas être utilisés pour cette recherche.

Comme dans le cas des K_S^0 , seuls les candidats dont la probabilité de χ^2 , issue de l'algorithme de recherche du point de désintégration, est supérieure à 0,1 %, sont conservés, en addition aux autres critères de sélection appliqués jusqu'ici. Ceci permet de faire passer la pureté de 21,7 % à 25,4 % dans le cas du $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et de 4,6 % à 5,2 % pour le $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. Le gain de pureté est plus net dans le cas de désintégrations avec plus de traces chargées : elle passe de 8,9 %

à 12,6 % pour le $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ et de 3,1 % à 5,5 % pour le $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. L'efficacité de la sélection est de 95 % pour les désintégrations avec deux traces chargées, de 90 % pour trois traces chargées et de 80 % pour quatre traces chargées.

Ces efficacités sont estimées à partir de la simulation mais les performances de l'algorithme de recherche du point géométrique ne sont pas les mêmes avec le Monte Carlo que sur les données. Il faut appliquer une correction sur les efficacités calculées à partir du Monte Carlo. Il a été vérifié que ces corrections sont indépendantes de l'impulsion du D . Elles dépendent du nombre de traces chargées dans la reconstruction.

Les facteurs de correction des différentes périodes sont résumés dans le tableau 3.17 et sont obtenus en comparant les effets de cette sélection sur des lots de D inclusifs provenant de données réelles ou simulées. La précision sur ces facteurs de correction est limitée par la statistique utilisée pour les déterminer. L'erreur statistique sur ces corrections sera donc une erreur systématique à prendre en compte pour la détermination finale des taux de branchement.

Nombre de traces chargées	Période I	Période II
2	$97,6 \pm 1 \%$	$97,8 \pm 1,3 \%$
3	$98,1 \pm 2,8 \%$	$96,6 \pm 3 \%$
4	$100,7 \pm 5,3 \%$	$102,9 \pm 5,9 \%$

TAB. 3.17 – Corrections dues au vertexing

3.5.5 Énergie des π^0

Dans le cas du mode de désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, le bruit de fond combinatoire dû aux π^0 peut être réduit en utilisant des π^0 dont l'énergie est supérieure à 300 MeV au lieu des 200 MeV dans la sélection minimale. La figure 3.8 montre le spectre en énergie des π^0 issus de la désintégration d'un $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$.

Comme on peut le voir dans la section 3.4.1, cette contrainte permet d'augmenter la pureté du lot de π^0 utilisé et donc de diminuer le nombre de fausses combinaisons lors de la reconstruction des $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. En effet, la pureté du lot de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ sélectionné passe, grâce à ce critère, de 5,2 % à 5,6 % alors que l'efficacité est en moyenne de 70 %.

3.5.6 Qualité des traces chargées

Pour le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, où quatre traces chargées sont utilisées, un moyen de réduire le niveau de fond est d'imposer que toutes les traces sont reconstruites dans la chambre à fils (traces « Chambre » ou GTL). La pureté augmente significativement, de 5,5 % à 8,9 % mais l'efficacité de cette sélection n'est que de 55 %.

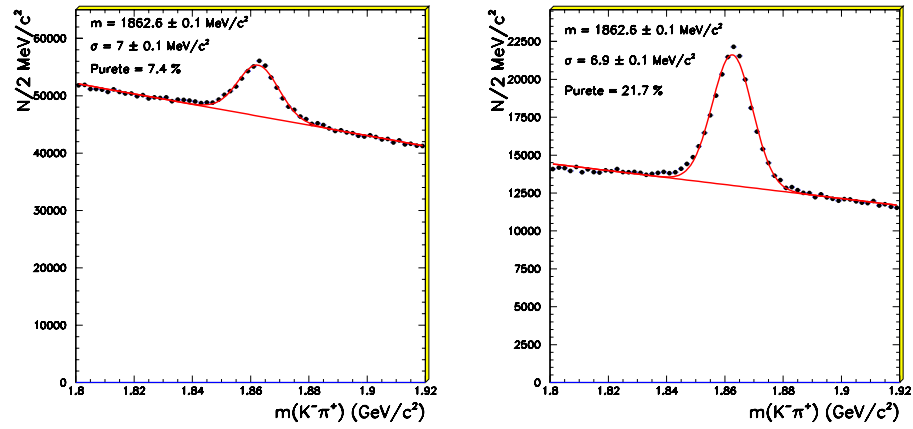
3.5.7 Distributions de masse

Les figures 3.24 à 3.27 montrent les effets des coupures sur le niveau de bruit de fond dans la reconstruction des mésons D utilisés pour étudier les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$. Ces distributions de masse ont été obtenues sur des événements quelconques des données de la période II.

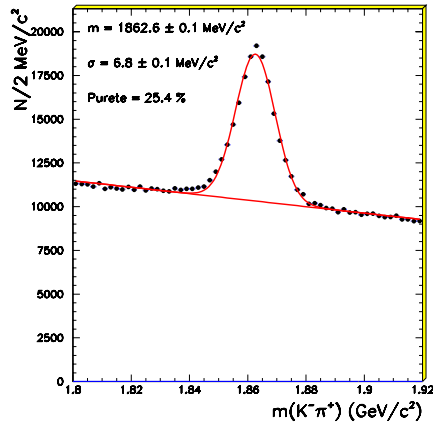
Les tables 3.18 à 3.21 résument les caractéristiques de la reconstruction des D , dans la simulation et les données, pour les différentes périodes. On peut constater que les valeurs centrales des masses des mésons D sont différentes de celles du PDG. Cela est dû au fait que pour reconstruire toutes les traces utilisées, l'algorithme fait l'hypothèse que la particule chargée est un pion. L'impulsion de la trace est alors calculée en considérant les pertes d'énergie dans la matière du détecteur d'un pion. Si la particule est un kaon, la perte d'énergie est ainsi sous estimée pour des impulsions inférieures à 1 GeV/c et légèrement surestimée au delà. De plus, la contribution au champ magnétique due à la magnétisation des aimants permanents n'est pas connue avec précision, ce qui entraîne des erreurs lors de la détermination des impulsions des traces chargées.

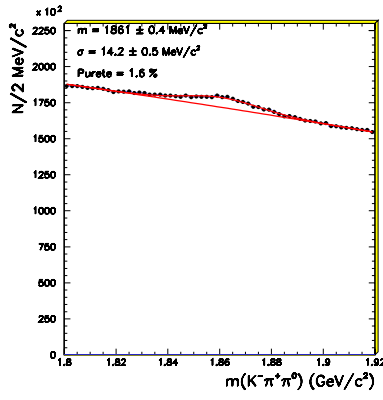
Le Monte-Carlo de la période I suppose que le champ magnétique est uniquement dû au solénoïde et ignore la contribution des aimants permanents. Le champ magnétique a été calculé en deux dimensions, en négligeant la composante azimuthale du champ. En outre, toute la matière du détecteur n'est pas représentée dans la simulation. C'est pour cela que les masses reconstruites avec ce lot d'événements sont proches des masses attendues. Des améliorations ont été apportées dans la simulation de la période II et l'accord entre données et Monte Carlo est meilleur.

Lors de l'utilisation des D pour l'analyse $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$, seuls les candidats dont la masse invariante est dans une fenêtre de largeur 2σ autour de la masse centrale mesurée, sont conservés. Les critères de sélection sur la masse dépendent donc de la période considérée et sont différents entre données et Monte Carlo. Les valeurs numériques utilisées sont celles données dans les tables 3.18 à 3.21.

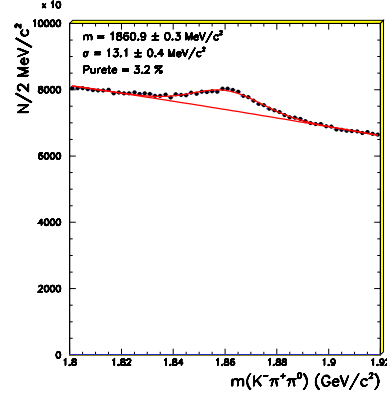
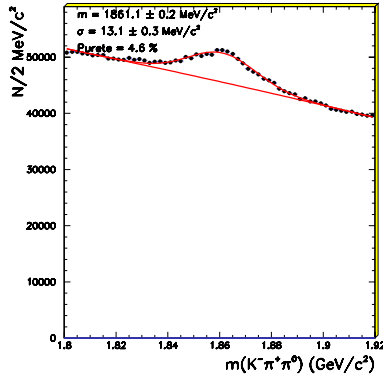


(a) Sélection minimale

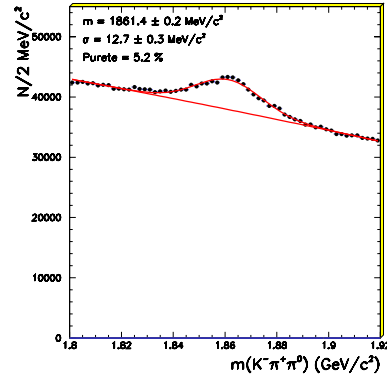
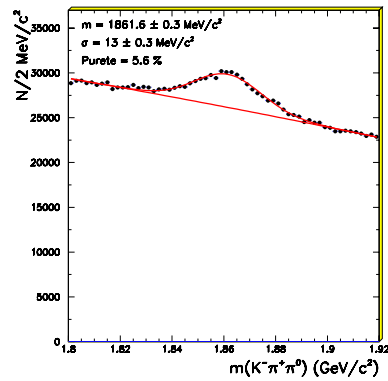
(b) + Identification de K minimale(c) + $p(\chi^2) > 0,1 \%$ FIG. 3.24 – Différents niveaux de sélection pour $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

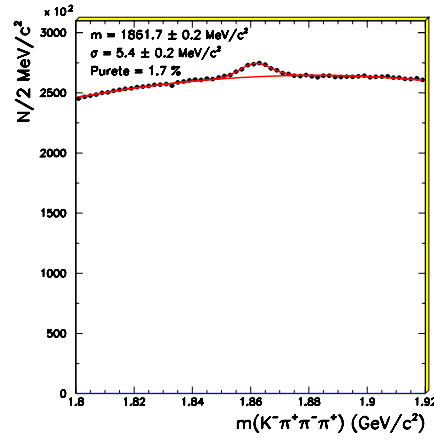


(a) Sélection minimale

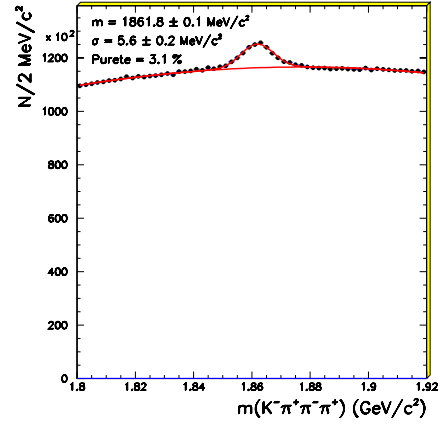
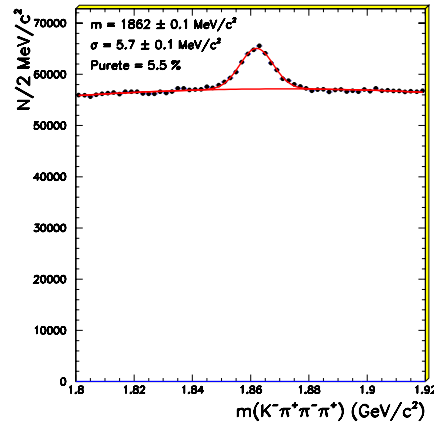
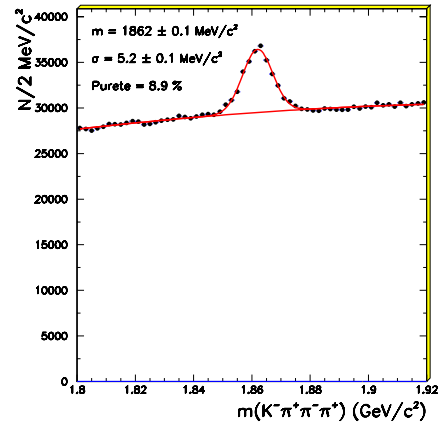
(b) + Identification de K sévère

(c) + Poids de Dalitz > 10

(d) + $p(\chi^2) > 0,1 \%$ (e) + $E(\pi^0) > 300 \text{ MeV}$ FIG. 3.25 – Différents niveaux de sélection pour $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$

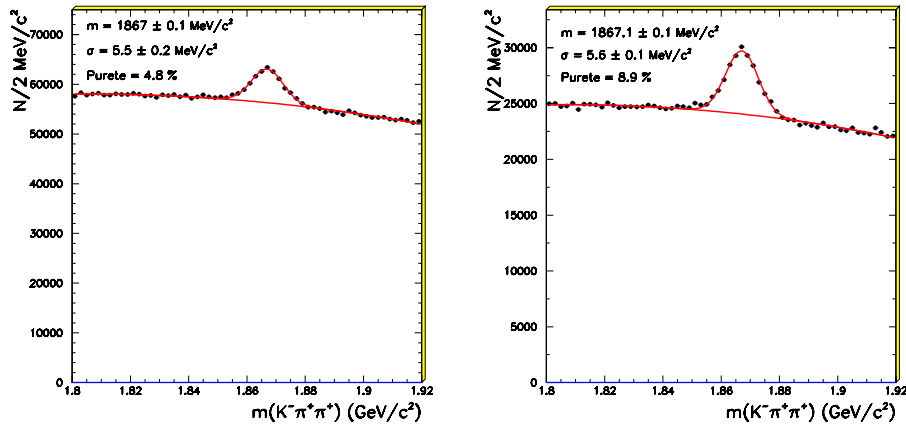


(a) Sélection minimale

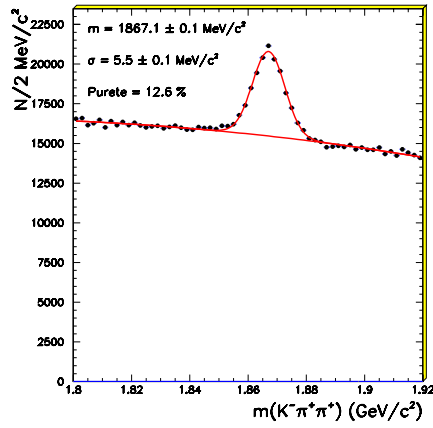
(b) + Identification de K sévère(c) + $p(\chi^2) > 0,1 \%$ 

(d) + 4 GTL

FIG. 3.26 – Différents niveaux de sélection pour $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$



(a) Sélection minimale

(b) + Identification de K sévère(c) + $p(\chi^2) > 0.1 \%$ FIG. 3.27 – Différents niveaux de sélection pour $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$

Sélection	Simulation			
	I		II	
	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)
Minimale	1 865 ± 0,1	4,8 ± 0,1	1 863,1 ± 0,1	6,1 ± 0,1
+ K minimale	1 865 ± 0,1	4,7 ± 0,1	1 863,1 ± 0,1	6 ± 0,1
+ p (χ²) > 0,1 %	1 865 ± 0,1	4,7 ± 0,1	1 863,1 ± 0,1	6 ± 0,1
	Données			
	I		II	
	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)
Minimale	1 863,2 ± 0,1	7,1 ± 0,1	1 862,6 ± 0,1	7 ± 0,1
+ K minimale	1 863,2 ± 0,1	7,2 ± 0,1	1 862,6 ± 0,1	6,9 ± 0,1
+ p (χ²) > 0,1 %	1 863,2 ± 0,1	7,1 ± 0,1	1 862,6 ± 0,1	6,8 ± 0,1

TAB. 3.18 – Masses centrales et résolutions dans la simulation et les données de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Sélection	Simulation			
	I		II	
	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)
Minimale	1 864,6 ± 0,3	11,5 ± 0,4	1 862,1 ± 0,3	11,4 ± 0,3
+ K sévère	1 864,5 ± 0,3	11,7 ± 0,4	1 862,3 ± 0,3	11,1 ± 0,3
+ DalW > 10	1 864,6 ± 0,2	11,7 ± 0,3	1 862,5 ± 0,2	11,6 ± 0,3
+ p (χ²) > 0,1 %	1 864,5 ± 0,2	11,5 ± 0,3	1 862,4 ± 0,2	11,4 ± 0,3
+ E(π⁰) > 300 MeV	1 864,7 ± 0,3	11,8 ± 0,4	1 862,5 ± 0,3	11,9 ± 0,4
	Données			
	I		II	
	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)
Minimale	1 860,1 ± 0,3	13,7 ± 0,4	1 861 ± 0,4	14,2 ± 0,5
+ K sévère	1 860,6 ± 0,2	12,7 ± 0,3	1 860,9 ± 0,3	13,1 ± 0,4
+ DalW > 10	1 861 ± 0,2	12,3 ± 0,2	1 861,1 ± 0,2	13,1 ± 0,3
+ p (χ²) > 0,1 %	1 861,1 ± 0,2	12,1 ± 0,2	1 861,4 ± 0,2	12,7 ± 0,3
+ E(π⁰) > 300 MeV	1 861,3 ± 0,2	12,5 ± 0,3	1 861,6 ± 0,3	13 ± 0,3

TAB. 3.19 – Masses centrales et résolutions dans la simulation et les données de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$

Sélection	Simulation			
	I		II	
	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)
Minimale	$1\,865,5 \pm 0,1$	$4,4 \pm 0,1$	$1\,862,1 \pm 0,1$	$5 \pm 0,1$
+ K sévère	$1\,865,4 \pm 0,1$	$4,5 \pm 0,1$	$1\,862,1 \pm 0,1$	$5 \pm 0,2$
+ $p(\chi^2) > 0,1\%$	$1\,865,4 \pm 0,1$	$4,3 \pm 0,1$	$1\,862 \pm 0,1$	$5,1 \pm 0,1$
+ 4 GTL	$1\,865,5 \pm 0,1$	$3,8 \pm 0,1$	$1\,862 \pm 0,1$	$4,6 \pm 0,1$
	Données			
	I		II	
	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)
Minimale	$1\,862,5 \pm 0,2$	$5,8 \pm 0,2$	$1\,861,7 \pm 0,2$	$5,4 \pm 0,2$
+ K sévère	$1\,862,4 \pm 0,1$	$6,3 \pm 0,2$	$1\,861,8 \pm 0,1$	$5,6 \pm 0,2$
+ $p(\chi^2) > 0,1\%$	$1\,862,5 \pm 0,1$	$6,9 \pm 0,1$	$1\,862 \pm 0,1$	$5,7 \pm 0,1$
+ 4 GTL	$1\,862,5 \pm 0,1$	$5,7 \pm 0,1$	$1\,862 \pm 0,1$	$5,2 \pm 0,1$

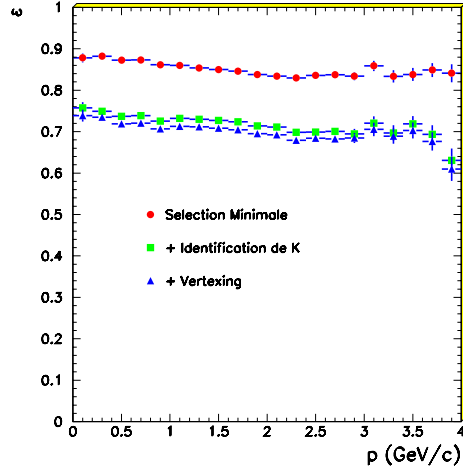
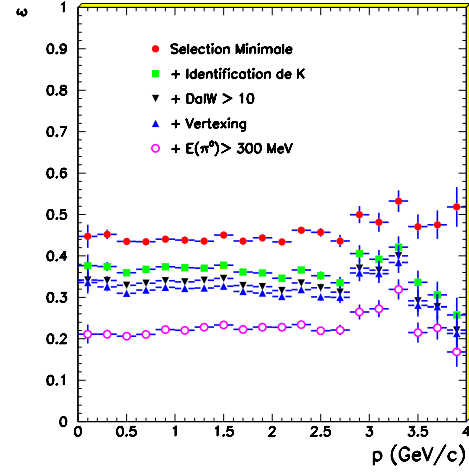
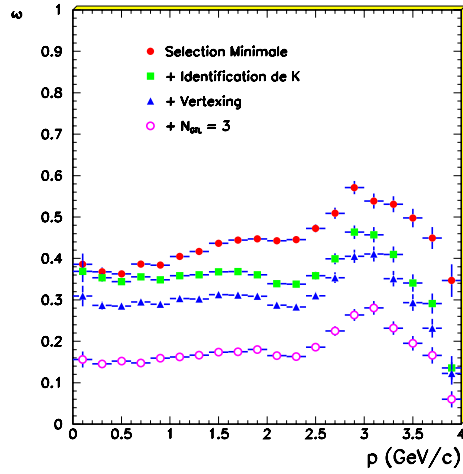
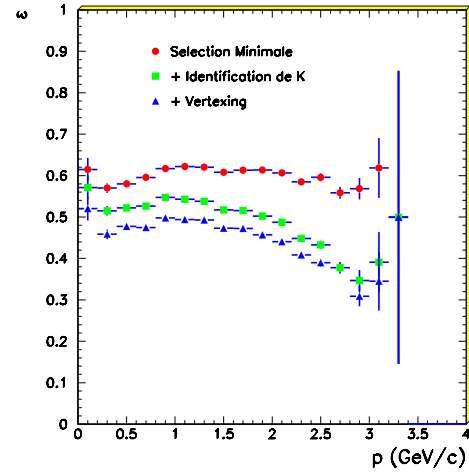
TAB. 3.20 – Masses centrales et résolutions dans la simulation et les données de $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$

Sélection	Simulation			
	I		II	
	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)
Minimale	$1\,870 \pm 0,1$	$4,2 \pm 0,1$	$1\,867,3 \pm 0,1$	$5,4 \pm 0,1$
+ K sévère	$1\,869,8 \pm 0,1$	$4,2 \pm 0,1$	$1\,867,2 \pm 0,1$	$5,4 \pm 0,1$
+ $p(\chi^2) > 0,1\%$	$1\,869,9 \pm 0,1$	$4,1 \pm 0,1$	$1\,867,3 \pm 0,1$	$5,2 \pm 0,1$
	Données			
	I		II	
	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)	m (MeV/c ²)	σ (MeV/c ²)
Minimale	$1\,867,8 \pm 0,1$	$5,8 \pm 0,1$	$1\,867 \pm 0,1$	$5,5 \pm 0,2$
+ K sévère	$1\,867,7 \pm 0,1$	$5,9 \pm 0,1$	$1\,867,1 \pm 0,1$	$5,6 \pm 0,1$
+ $p(\chi^2) > 0,1\%$	$1\,867,8 \pm 0,1$	$6,1 \pm 0,1$	$1\,867,1 \pm 0,1$	$5,5 \pm 0,1$

TAB. 3.21 – Masses centrales et résolutions dans la simulation et les données de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$

Finalement, les figures 3.28 donnent les efficacités de reconstruction des mésons D issus d'un $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ dont tous les produits de désintégration sont

dans l'acceptance du détecteur, en fonction de l'impulsion dans le référentiel du laboratoire du D . Ces efficacités sont estimées à partir du Monte Carlo.

(a) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (b) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ (c) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ (d) $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ FIG. 3.28 – Efficacité de reconstruction des mésons D

3.6 Reconstruction des mésons D^*

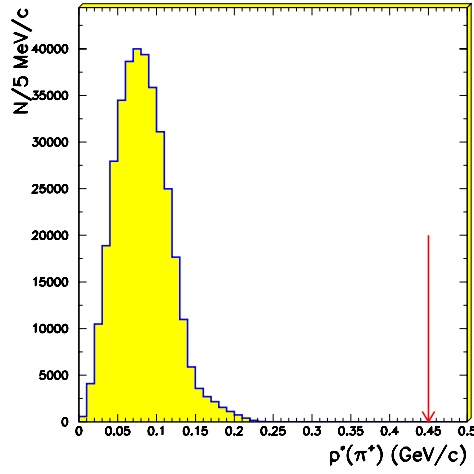
Les mésons D^* sont reconstruits en combinant les mésons D obtenus par la sélection décrite précédemment avec un π chargé, un π^0 ou un photon, selon le mode considéré. Les D^* sont étudiés dans les modes de désintégrations donnés dans la table 3.22. Ce tableau donne aussi les taux de branchement et les différences de masse avec les D , qui est la quantité utilisée pour effectuer la sélection finale. Tous ces paramètres sont issus du PDG [3].

Mode	B	$\Delta m = m_{D^*} - m_D$
$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	$67,7 \pm 0,5 \%$	$145,436 \pm 0,016 \text{ MeV}/c^2$
$D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$	$30,7 \pm 0,5 \%$	$140,64 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2$
$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$	$61,9 \pm 2,9 \%$	$142,12 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$
$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$	$38,1 \pm 2,9 \%$	$142,12 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$

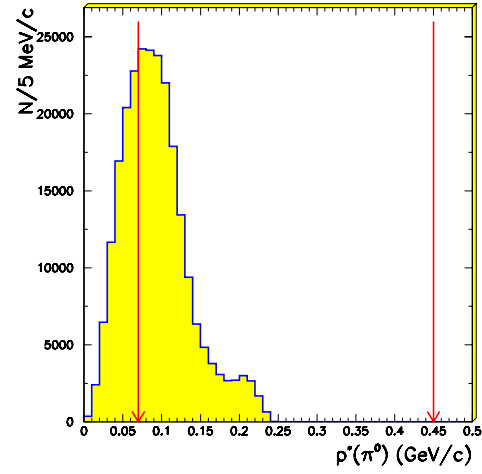
TAB. 3.22 – Désintégrations des mésons D^*

Pour limiter le nombre de combinaisons possibles, on demande que les π^+ , π^0 et γ de faibles impulsions utilisés conjointement avec les D aient leur impulsion dans le centre de masse du $Y(4S)$ inférieure à $450 \text{ MeV}/c$. Comme le montrent les figures 3.29(a) à 3.29(c), ce critère de sélection ne supprime aucun événement de signal.

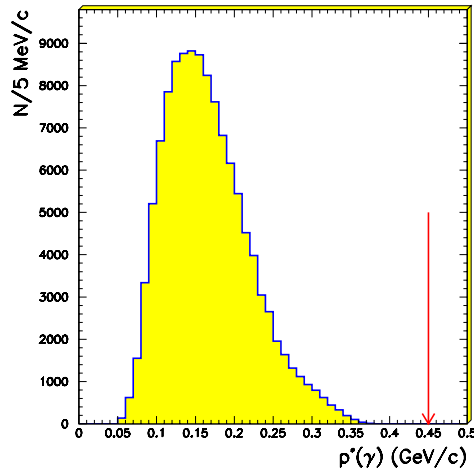
En outre, les π^0 « mous » qui permettent de reconstruire les D^* doivent avoir une impulsion dans le centre de masse du $Y(4S)$ plus grande que $70 \text{ MeV}/c$; ce critère est illustré sur la figure 3.29(b). Enfin les photons utilisés dans la reconstruction du mode $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ doivent avoir une énergie, dans le référentiel du laboratoire, supérieure à 100 MeV . Cette sélection est représentée par une flèche sur la figure 3.29(d).



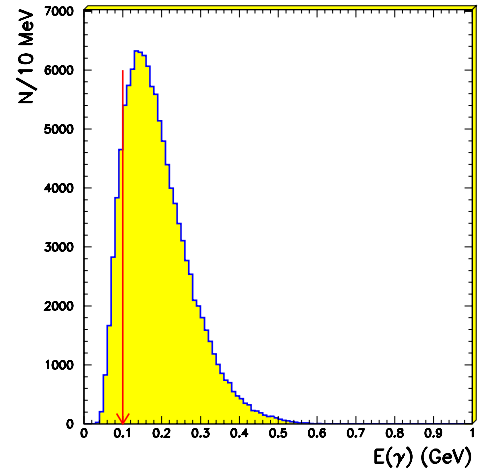
(a) impulsion dans le centre de masse du $Y(4S)$ des pions chargés « mous » issus des désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$



(b) impulsion dans le centre de masse du $Y(4S)$ des pions neutres « mous » issus des désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ et $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$



(c) impulsion dans le centre de masse du $Y(4S)$ des photons issus des désintégrations $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$



(d) énergie des photons issus des désintégrations $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ dans le référentiel du laboratoire

FIG. 3.29 – Spectres des particules issues de la désintégration des D^*

Pour la reconstruction des modes $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, le point de désintégration commun au D^0 et au π^+ est recherché par la même méthode de moindres carrés que précédemment. Cependant, puisque le π^+ a une très faible impulsion, il est très sensible aux interactions avec la matière du détecteur et sa direction est mal reconstruite par le détecteur.

Pour remédier à cela, on suppose que le D^* s'est désintégré au point de collision des faisceaux. Le point de collision est en fait une zone elliptique dans le plan $x - y$ dont l'étendue est très supérieure à la distance moyenne parcourue par les B avant de se désintégrer, le point de désintégration du D^* étant le même que celui du B . L'étendue du point de collision suivant l'axe Oz est très grande (plusieurs cm) et n'apporte pas de contrainte utile. Si le D^* provient de la désintégration d'un B , cette contrainte est encore utilisable puisque les B ne volent pratiquement que selon l'axe Oz . Par rapport à la recherche du point d'interaction classique, une contrainte géométrique supplémentaire est ajoutée :

$$(x - x_{BS})^2 + (y - y_{BS})^2 = 0 \quad (3.10)$$

où (x, y) sont les coordonnées du point de désintégration du D^* et (x_{BS}, y_{BS}) sont celles du point de collision des faisceaux.

Pour les désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$, $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ et $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$, aucune information sur la direction de la particule neutre combinée au D n'est disponible : la recherche du point de désintégration n'est pas possible.

3.6.1 $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$

Les figures 3.30 à 3.32 donnent les distributions de la variable $\Delta m = m(D^{*+}) - m(D^0)$ obtenues avec la simulation et les données. Les sélections de D^0 utilisées ici sont les sélections combinant tous les critères présentés dans la section précédente.

Sur chaque distribution sont représentées par des flèches les sélections finales sur le Δm des candidats D^* . Ces critères de sélection sont regroupés dans le tableau 3.23.

Chaque distribution est ajustée par une fonction gaussienne ou une somme de deux gaussiennes de même valeur moyenne pour décrire le signal et par la fonction suivante, qui contient 4 paramètres, pour le bruit de fond combinatoire :

$$f(x) = N(x - x_0)^\beta e^{\alpha(x - x_0)} \quad (3.11)$$

les paramètres à déterminer étant N , α et β . x_0 , qui représente la limite inférieure physiquement possible pour Δm , est fixé à la masse du pion.

Sur chaque distribution sont inscrits les résultats de l'ajustement et la fraction d'événements dans la gaussienne de plus petit écart type dans les cas où deux gaussiennes sont utilisées.

Mode de D^0	Δm
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$\Delta m_{pdg} \pm 3 \text{ MeV}/c^2$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$\Delta m_{pdg} \pm 4 \text{ MeV}/c^2$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$\Delta m_{pdg} \pm 3 \text{ MeV}/c^2$

TAB. 3.23 – Sélection sur le Δm des $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$

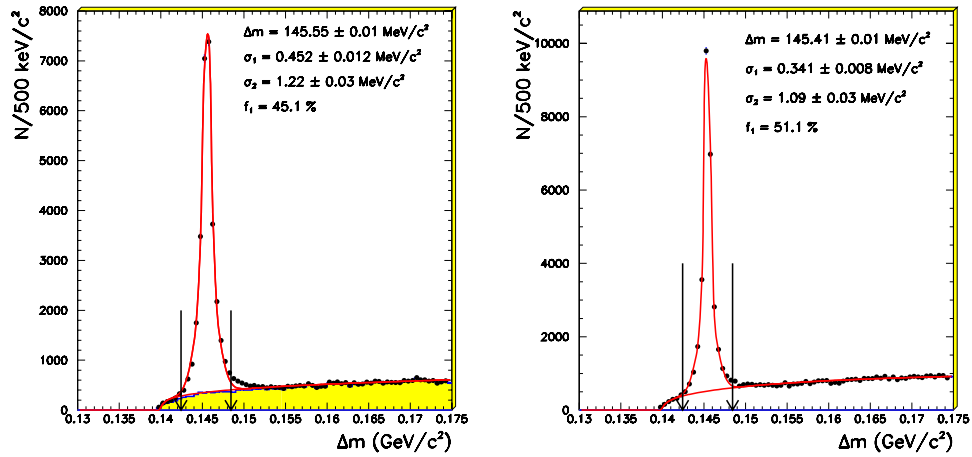


FIG. 3.30 – Distribution de la variable Δm pour les désintégrations $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ dans la simulation (gauche) et les données (droite)

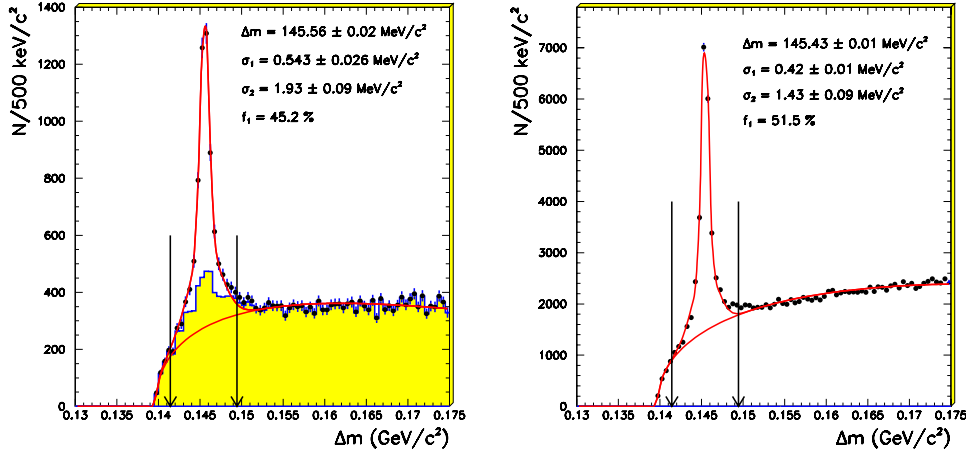


FIG. 3.31 – Distribution de la variable Δm pour les désintégrations $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ dans la simulation (gauche) et les données (droite)

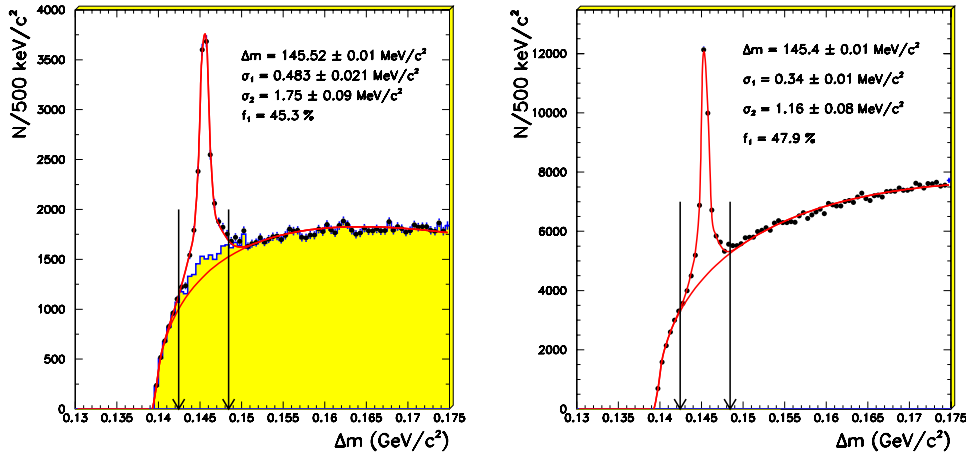


FIG. 3.32 – Distribution de la variable Δm pour les désintégrations $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ dans la simulation (gauche) et les données (droite)

Sur les distributions obtenues à partir de la simulation sont superposées, en couleur, les distributions de Δm pour les combinaisons ne correspondant pas à de vraies particules. Dans le cas du $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, une bosse dans cette distribution est visible sous le pic. Il s'agit de combinaisons où un des deux photons du π^0

est remplacé par un photon proche du vrai photon et qui n'est alors pas identifié comme un vrai D^* . Cette bosse contient également des réflexions d'autres modes de désintégration de D^0 .

L'efficacité de reconstruction des $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, une fois que le D^0 est reconstruit et quand le pion « mou » est dans l'acceptance du détecteur, est égale à 70 %.

3.6.2 $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$

La sélection effectuée sur la variable Δm est ici de $3 \text{ MeV}/c^2$ de part et d'autre de la valeur donnée dans le PDG. La figure 3.33 montre la distribution de la quantité Δm dans la simulation et les données. La distribution sur les données est obtenue en demandant en plus que l'impulsion du D^* soit supérieure à $2 \text{ GeV}/c$ car le bruit de fond combinatoire est très important sur ce mode.

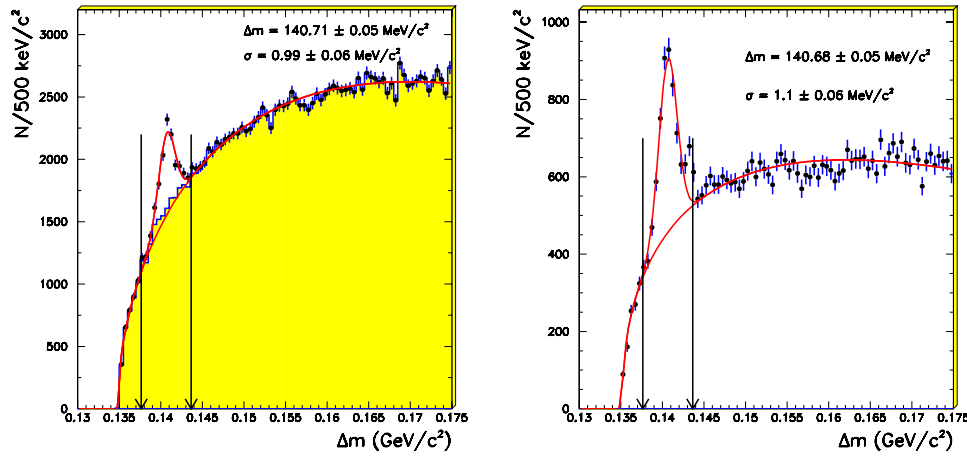


FIG. 3.33 – Distribution de la variable Δm pour les désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ dans la simulation (gauche) et les données (droite, $p(D^{*+}) > 2 \text{ GeV}/c$)

L'efficacité de reconstruction des $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ est en moyenne de 55 % lorsque le D^+ a été reconstruit et quand les deux photons du π^0 sont dans l'acceptance du détecteur.

3.6.3 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$

Les figures 3.34 montrent la distribution de Δm sur le Monte Carlo et les données pour le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Seuls les candidats pour lesquels $138 < \Delta m < 146 \text{ MeV}/c^2$ seront conservés pour les étapes ultérieures de l'analyse.

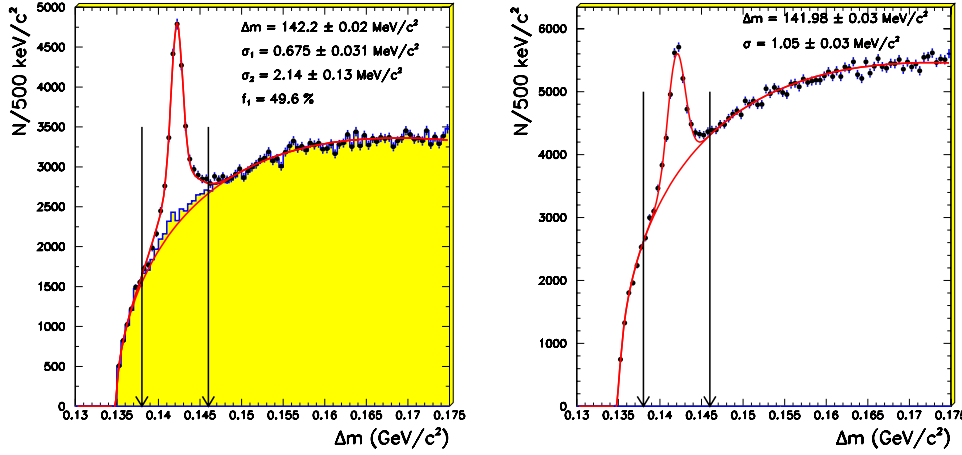


FIG. 3.34 – Distribution de la variable Δm pour les désintégrations $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ dans la simulation (gauche) et les données (droite)

Comme dans le cas du $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$, l'efficacité de reconstruction est de 55 %, en moyenne.

3.6.4 $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$

Les distributions de Δm ne sont pas symétriques, comme dans le cas des π^0 donc la sélection appliquée n'est pas symétrique autour de la valeur Δm_{pdg} : seuls les candidats pour lesquels $130 \text{ MeV}/c^2 < \Delta m < 150 \text{ MeV}/c^2$ sont conservés. Les figures 3.35 donnent les distributions de Δm pour $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, sur la simulation et les données où il est, en plus, demandé que $p(D^{*0}) > 2 \text{ GeV}/c$. Aucun ajustement n'est effectué sur ces distributions où le niveau de bruit de fond est très élevé et le signal difficilement visible. Cependant, la relativement grande efficacité de reconstruction (70 % en moyenne) fait que ce mode est intéressant à utiliser dans la reconstruction exclusive des $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$.

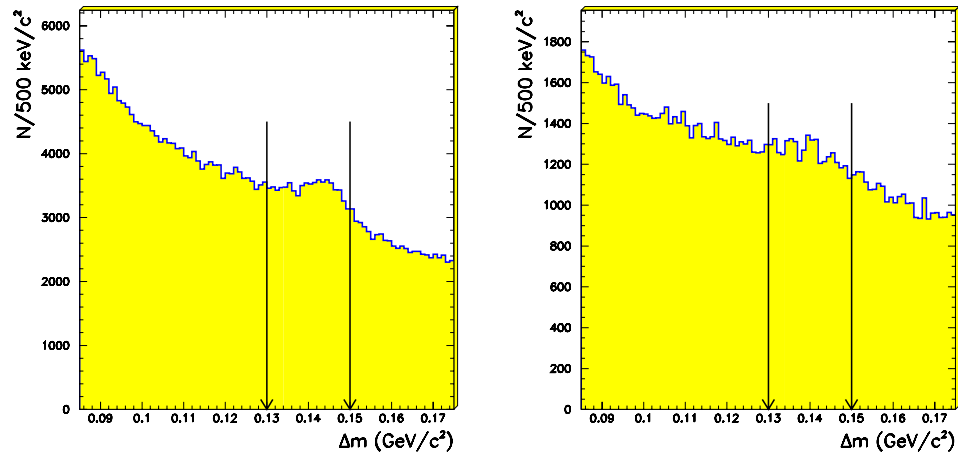


FIG. 3.35 – Distribution de la variable Δm pour les désintégrations $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ dans la simulation (gauche) et les données (droite, $p(D^{*0}) > 2 \text{ GeV}/c$)

CHAPITRE 4

Etude des désintégrations $B \rightarrow D\bar{D}K$

Les sélections des π^0 , K_S^0 , D et D^* présentées précédemment sont utilisées pour reconstruire exclusivement les modes de désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$. Ces désintégrations avaient été introduites pour expliquer le désaccord qui existait auparavant entre le taux de branchement semi-leptonique des mésons B et le nombre de hadrons charmés produits dans les désintégrations des B . Ce désaccord s'est maintenant réduit et le premier paragraphe reviendra sur la relation entre ces deux quantités et donnera les mesures expérimentales les plus récentes.

Les modes de désintégration $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ ont déjà été observés par d'autres expériences mais aucune mesure individuelle de chacun des modes n'a été effectuée. Vingt-deux modes de désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, détaillés dans les figures 4.3 et 4.4, sont reconstruits et donnent accès à l'ensemble des combinaisons possibles. Les taux de branchement ou des limites supérieures sont calculés pour toutes ces combinaisons, permettant ainsi d'estimer le taux de branchement total $B(B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K)$. La comparaison du résultat au taux de branchement en mésons D de mauvais signe¹ permet de mieux comprendre les processus de production du charme de mauvais signe dans les désintégrations des B .

4.1 Le taux de charme dans les désintégrations des mésons B

Les désintégrations charmées et semi-leptoniques des mésons B sont des modes de désintégration qui ont été beaucoup étudiés ces dernières années, en particulier avec les expériences LEP et CLEO. Les mesures disponibles dans ces deux

¹ Les mésons D dans les désintégrations des B peuvent provenir soit de la désintégration du quark $\bar{b} : \bar{b} \rightarrow \bar{c}W^+$, soit de la désintégration du $W : W \rightarrow c\bar{s}'$. Dans le premier cas ($B \rightarrow \bar{D}X$), le \bar{D} est dit de bon signe. Dans le second cas ($B \rightarrow DX$), le D est dit de mauvais signe ou de mauvais charme.

domaines sont aujourd'hui suffisamment précises pour permettre de vérifier les modèles théoriques.

La compatibilité entre les valeurs des taux de branchement hadroniques et celles des taux de branchement semi-leptoniques est une question importante à laquelle l'analyse des modes de désintégration $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ apporte un élément de réponse.

4.1.1 Relation entre taux de charme et taux de branchement semi-leptonique

Le taux de charme est le nombre moyen de quarks c ou \bar{c} produits par la désintégration d'un quark b . En principe, c'est le nombre moyen de mésons ou de baryons charmés produits par la désintégration d'un méson beau. Les états charmonia ($c\bar{c}$), comme J/ψ , font exception et doivent être comptés deux fois (sauf s'ils se désintègrent en $D\bar{D}$ auquel cas ils sont comptés avec les mésons D) [59].

$$n_c = \frac{\text{Nombre d'états charmés}}{\text{Nombre de désintégrations } B} \quad (4.1)$$

Le taux de branchement semi-leptonique, B_{sl} , est le nombre moyen d'électrons produits **directement** par la désintégration d'un quark b :

$$B_{sl} = B(B \rightarrow X e \nu_e) \quad (4.2)$$

Il sera fait l'hypothèse que :

$$\frac{B(B \rightarrow X e \nu_e)}{B(B \rightarrow X \mu \nu_\mu)} = 1 \quad (4.3)$$

et que

$$\frac{B(B \rightarrow X \tau \nu_\tau)}{B(B \rightarrow X e \nu_e)} = 0,25 \quad (4.4)$$

la masse de lepton τ étant plus élevée [60].

Le largeur des B dans tous les types de désintégrations semi-leptoniques (e , μ et τ) est alors :

$$\Gamma(B \rightarrow X \ell \nu) = 1 \times \Gamma_{sl} + 1 \times \Gamma_{sl} + 0,25 \times \Gamma_{sl} = 2,25 \Gamma_{sl} \quad (4.5)$$

La largeur purement hadronique Γ_{had} est la somme de 3 termes :

- $\Gamma_{\bar{u}d}$, pour les désintégrations $b \rightarrow c\bar{u}d$ et $b \rightarrow c\bar{u}s$,
- $\Gamma_{\bar{c}s}$, pour les désintégrations $b \rightarrow c\bar{c}s$ et $b \rightarrow c\bar{c}d$,
- Γ_{rare} , pour les désintégrations sans charme.

Alors :

$$\Gamma_{\text{had}} = \Gamma_{\bar{u}d} + \Gamma_{\bar{c}s} + \Gamma_{\text{rare}} \quad (4.6)$$

Les transitions $b \rightarrow u\bar{c}s$ et $b \rightarrow u\bar{c}d$ ont été omises du calcul car elles sont fortement supprimées à cause du facteur V_{ub} et ont une contribution négligeable.

D'après (4.5) et (4.6),

$$\Gamma_{\text{total}} = 2,25\Gamma_{\text{sl}} + \Gamma_{\text{had}} \quad (4.7)$$

Si l'on note r_x , le rapport de la largeur Γ_x à Γ_{sl} , $r_x = \frac{\Gamma_x}{\Gamma_{\text{sl}}}$:

$$B_{\text{sl}} = \frac{\Gamma_{\text{sl}}}{2,25\Gamma_{\text{sl}} + \Gamma_{\text{had}}} = \frac{1}{2,25 + r_{\text{had}}} \quad (4.8)$$

où

$$r_{\text{had}} = r_{\bar{u}d} + r_{\bar{c}s} + r_{\text{rare}} \quad (4.9)$$

Les transitions $b \rightarrow c\bar{u}d'$ apportent un charme lors de la désintégration du B (ici $d' = \cos\theta_c d + \sin\theta_c s$ soit la transition favorisée de Cabibbo $b \rightarrow c\bar{u}d$ et la transition supprimée de Cabibbo correspondante $b \rightarrow c\bar{u}s$, θ_c étant l'angle de Cabibbo), les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s'$ en apportent deux et les désintégrations « rares » aucun donc :

$$n_c = 1 + \frac{\Gamma_{\bar{c}s}}{\Gamma_{\text{tot}}} - \frac{\Gamma_{\text{rare}}}{\Gamma_{\text{tot}}} \quad (4.10)$$

$$= 1 + B_{\text{sl}}r_{\bar{c}s} - B_{\text{sl}}r_{\text{rare}} \quad (4.11)$$

$$= 1 + \frac{r_{\bar{c}s} - r_{\text{rare}}}{2,25 + r_{\text{had}}} \quad (4.12)$$

Le terme $r_{\bar{c}s}$ est le terme qui contient le plus d'incertitudes théoriques. A partir de (4.8) et (4.9), ce terme est éliminé au profit des autres contributions qui sont mieux connues :

$$n_c = 2 - (2,25 + r_{\bar{u}d} + 2r_{\text{rare}}) B_{\text{sl}} \quad (4.13)$$

La valeur de r_{rare} est estimée dans le cadre du modèle standard à [23, 61] :

$$r_{\text{rare}} = 0,25 \pm 0,10 \quad (4.14)$$

$r_{\bar{u}d}$ a été calculé en utilisant la théorie d'expansion des quarks lourds jusqu'à l'ordre « Next-to-leading » $\frac{1}{m_b^2}$ [62]. Les incertitudes sur cette quantité sont dues principalement à l'échelle de masse μ utilisée pour le calcul et les masses des quarks c et b . La table 4.1 donne les valeurs de $r_{\bar{u}d}$ pour différentes valeurs de μ :

μ	$r_{\bar{u}d}$
$0,25m_b$	$5 \pm 0,4$
$1,5m_b$	$3,8 \pm 0,4$

TAB. 4.1 – $r_{\bar{u}d}$ en fonction de μ

Finalement, la relation (4.13) devient :

$$n_c = 2 - ((2,7 \pm 0,2) + r_{\bar{u}d}) B_{\text{sl}} \quad (4.15)$$

Le taux de branchement semi-leptonique B_{sl} a également été déterminé théoriquement [63, 64] en incluant toutes les corrections QCD intervenant, en particulier, dans le calcul des masses des quarks. Le résultat dépend de l'échelle de masse μ choisie pour le calcul. Le tableau 4.2 donne les valeurs obtenues pour B_{sl} et n_c en fonction de μ et du rapport $\frac{m_c}{m_b}$ utilisé. Les résultats sont illustrés graphiquement sur la figure 4.1.

μ	m_c/m_b	B_{sl}	n_c
$0,25m_b$	0,25	$9 \pm 1\%$	$1,31 \pm 0,09$
	0,33	$10,7 \pm 1\%$	$1,18 \pm 0,09$
$1,5m_b$	0,25	$11,6 \pm 1\%$	$1,25 \pm 0,08$
	0,33	$13,5 \pm 1\%$	$1,12 \pm 0,09$

TAB. 4.2 – B_{sl} et n_c en fonction de μ et m_c/m_b

La masse du quark b est prise égale à $4,8 \text{ GeV}/c^2$, qui est la masse au pôle de quark lourd b dans les calculs à l'ordre d'une boucle, et la différence entre la masse du quark c et celle du quark b est voisine de la différence entre la masse

des mésons D et celle des mésons B avec des facteurs de correction calculés dans le même modèle théorique que celui utilisé pour calculer B_{sl} et $r_{\bar{u}d}$ [65] :

$$m_b - m_c = 3,4 \pm 0,06 \text{ GeV}/c^2 \quad (4.16)$$

ce qui correspond à $0,25 < \frac{m_c}{m_b} < 0,33$.

4.1.2 Les observations expérimentales

L'expérience BABAR étudie des collisions à une énergie dans le centre de masse égale à la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$. Les quantités calculées doivent donc être les moyennes des quantités obtenues pour les B^0 et les B^+ qui sont les seuls hadrons beaux accessibles à cette énergie. Elles ne doivent pas inclure les mesures obtenues avec des collisions effectuées à une énergie égale à la masse du Z^0 , comme au LEP par exemple, car les hadrons beaux produits peuvent dans ce cas, être aussi des B_s ou des Λ_b .

a) Taux de branchement semi-leptonique

La mesure la plus précise pour des mésons produits à $\sqrt{s} = m(\Upsilon(4S))$ a été obtenue par la collaboration BABAR [66] :

$$B_{sl} = 10,82 \pm 0,21 \pm 0,38 \% \quad (4.17)$$

L'erreur systématique prend en compte les modèles théoriques décrivant le spectre d'impulsion attendu pour les électrons et utilisé pour séparer les leptons provenant directement de la désintégration d'un B de ceux provenant d'un méson D .

Pour comparaison, la moyenne des mesures obtenues au LEP pour des énergies égales à la masse du Z^0 est [67] :

$$B(b \rightarrow X\ell\nu) = 10,65 \pm 0,23 \% \quad (4.18)$$

qui est compatible avec la mesure précédente.

b) Taux de charme

Pour mesurer expérimentalement le taux de charme, il y a essentiellement deux méthodes :

- Ajouter les multiplicités de tous les hadrons charmés dans les désintégrations des B^0 et des B^+ : la table 4.3 résume les mesures individuelles les plus précises des multiplicités dans les différents hadrons charmés. Les D^* ou les baryons charmés (Λ_c^* et $\Sigma_c^{(*)}$) se désintègrent en produisant un D ou un Λ_c et sont donc comptabilisés avec les D ou les Λ_c . La somme de ces multiplicités, donnée en dernière ligne de la table, est donc le taux de charme obtenu par cette méthode.

$n(D^0/\bar{D}^0)$	$65,3 \pm 2,9 \%$ [68] ^a
$n(D^\pm)$	$24 \pm 2,1 \%$ [68] ^a
$n(D_s^\pm)$	$11,8 \pm 3 \%$ [69] ^a
$n(\Lambda_c^\pm)$	$5,5 \pm 1,9 \%$ [70] ^a
$n(\Xi_c)$	$2 \pm 1 \%$ [68]
$2 \times n(J/\psi_{\text{direct}})$	$1,6 \pm 0,2 \%$ [71]
$2 \times n(\psi(2S))$	$0,7 \pm 0,1 \%$ [71]
$2 \times n(\chi_{c1 \text{ direct}})$	$0,7 \pm 0,1 \%$ [71]
$2 \times n(\chi_{c2})$	$0,3 \pm 0,1 \%$ [72]
$2 \times n(\chi_{c0})$	$0,1 \pm 0,1 \%$ [73, 21] ^b
$2 \times n(\eta_c)$	$0,8 \pm 0,4 \%$ [73, 21] ^b
$2 \times n(h_c)$	$0,4 \pm 0,4 \%$ [73, 21] ^b
total : n_c	$1,13 \pm 0,05$

TAB. 4.3 – Multiplicités en hadrons charmés des désintégrations des mésons B

^a Les valeurs de la référence initiale ont été mises à jour en utilisant les dernières valeurs disponibles des taux de branchement intermédiaires [3] ^b Aucune mesure de ces multiplicités n'existe actuellement. Les prédictions théoriques sont utilisées à la place.

- Compter les hadrons charmés de mauvais signe : en effet, les transitions qui donnent deux charmes sont les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s'$ et celles qui n'en donnent aucun sont les transitions « rares ». Donc :

$$n_c = 1 + B(b \rightarrow c\bar{c}s') - B(\text{rare}) \quad (4.19)$$

$$\simeq 1 + B(b \rightarrow \bar{c}) \quad (4.20)$$

si l'on néglige les transitions supprimées $b \rightarrow u\bar{c}s'$ ainsi que les désintégrations sans charme.

La table 4.4 donne les mesures les plus précises disponibles actuellement concernant les taux de branchement en hadrons charmés de mauvais signe, permettant, en les sommant, d'obtenir le taux de charme d'une manière indépendante.

$B(\bar{B} \rightarrow \bar{D}X)$	$8,1 \pm 2,5 \%$ [74] ^a
$B(\bar{B} \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- X)$	$0,9 \pm 0,7 \%$ [75] ^a
$B(\bar{B} \rightarrow D_s^- X)$	$11,8 \pm 3 \%$ [69] ^b
$B(\bar{B} \rightarrow (c\bar{c})X)$	$2,3 \pm 0,5 \%$
total : n_c	$1,23 \pm 0,04$

TAB. 4.4 – Taux de branchement inclusifs en hadrons charmés de mauvais signe

^a Les valeurs de la référence initiale ont été mises à jour en utilisant les dernières valeurs disponibles des taux de branchement intermédiaires [3] ^b On suppose que $B(\bar{B} \rightarrow D_s^+ X)$ est négligeable.

Les mesures effectuées avec les expériences LEP et SLD à la masse du Z^0 donnent la valeur de n_c suivante [76] :

$$n_c = 1,23 \pm 0,04 \quad (4.21)$$

Cette valeur est compatible avec les valeurs données précédemment.

4.1.3 Confrontation théorie-expérience

La figure 4.1 représente dans le plan $n_c - B_{sl}$, les prévisions des calculs théoriques ainsi que les mesures expérimentales de ces deux quantités (deux valeurs expérimentales de n_c sont mentionnées, ce sont celles obtenues à partir des deux comptages différents présentés précédemment). Les valeurs théorique et expérimentale sont en accord, grâce, en partie, aux désintégrations produisant des mésons D de mauvais signe qui ont une contribution importante dans le taux de « double charme ».

Pour obtenir un tableau plus complet des désintégrations doublement charmées des mésons B et éventuellement une mesure plus précise de la contribution des D de mauvais signe, il faut déterminer quels sont les modes de désintégration exclusifs qui les produisent. De plus, les mesures actuelles des taux inclusifs de D de mauvais signe des mésons B^0 doivent tenir compte de l'oscillation de la saveur du méson B neutre et demandent donc des grands échantillons de B neutres. Les reconstructions exclusives des B ne sont pas sensibles au mélange des B^0 .

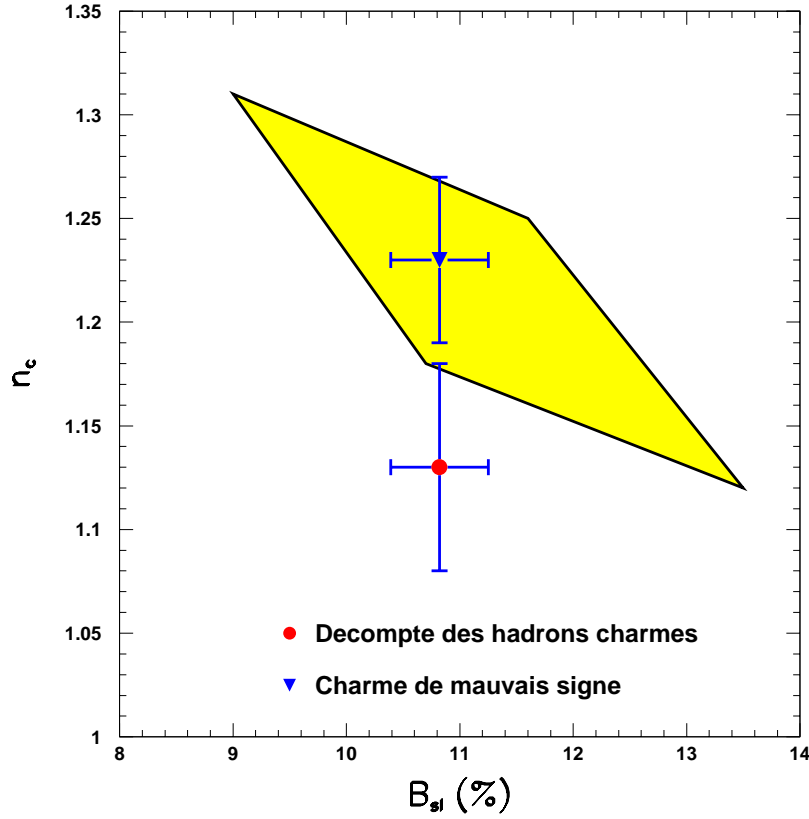


FIG. 4.1 – Taux de charme en fonction du taux de branchement semi-leptonique, théorie et résultats expérimentaux

4.2 Les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$

4.2.1 Les désintégrations doublement charmées

Les D de mauvais signe peuvent provenir des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ mais comme elles sont dues à la transition $b \rightarrow c\bar{c}d$ qui est supprimée de Cabibbo, leur taux de branchement attendu est très faible. Le mode $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ a été mesuré et a été trouvé effectivement deux ordres de grandeur inférieur au taux de production des D de mauvais signe [77] :

$$B(B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}) = (8,3 \pm 1,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-4} \quad (4.22)$$

Les D de mauvais signe viennent donc essentiellement des transitions $b \rightarrow c \bar{c} s$ qui sont favorisées de Cabibbo.

a) L'hadronisation de $b \rightarrow c \bar{c} s$

La transition $b \rightarrow c \bar{c} s$ était précédemment supposée ne donner presque que des mésons $D_s^{(*)-} = \bar{c} s$, par l'intermédiaire des désintégrations $\bar{B} \rightarrow D_s^{(*)-} D^{(*)}$:

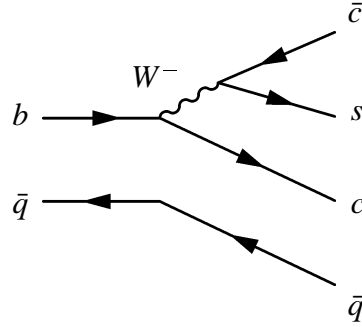
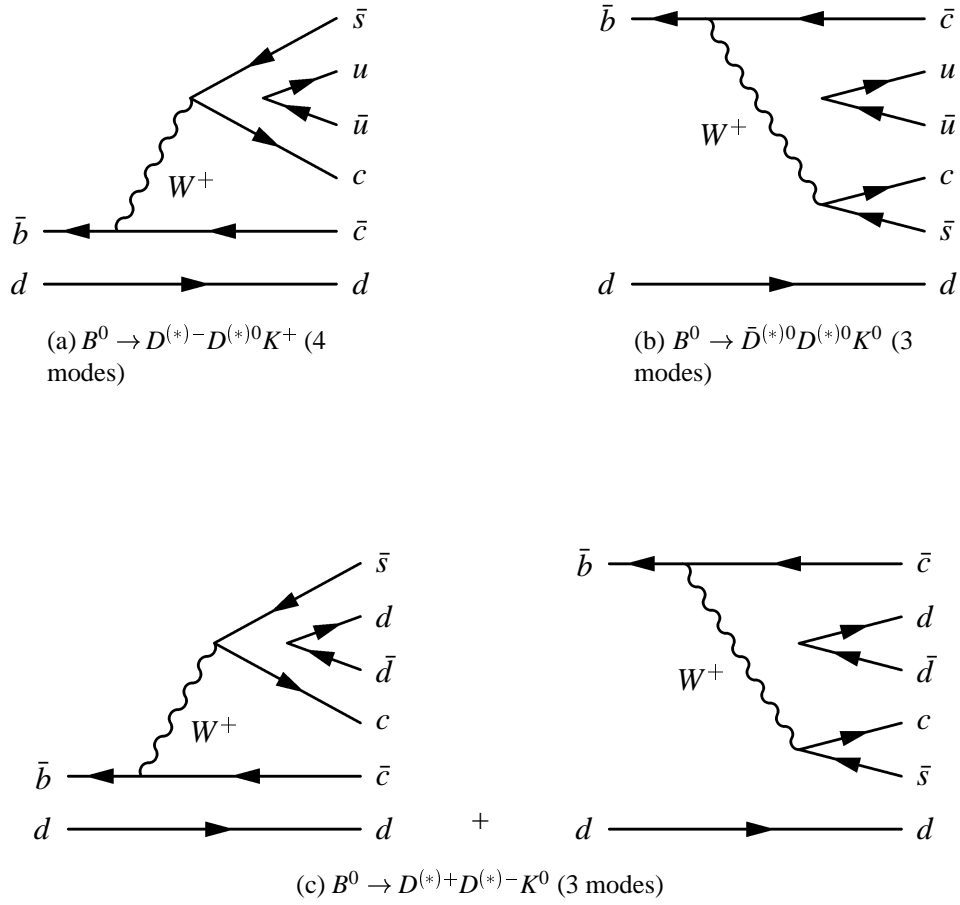
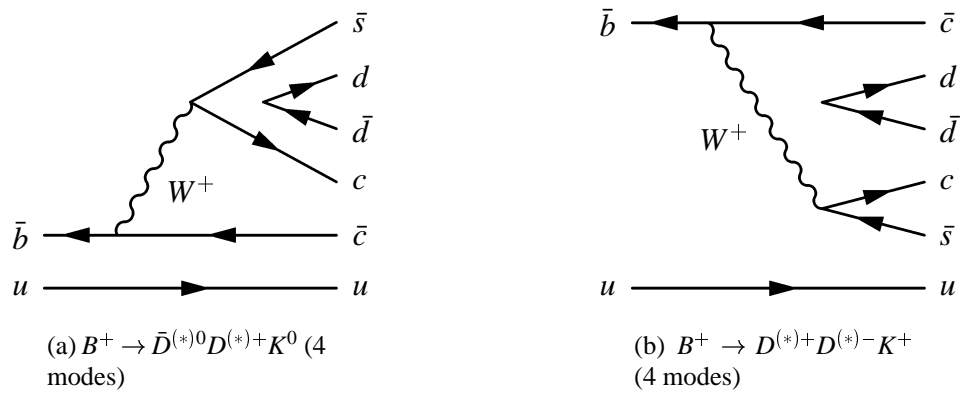


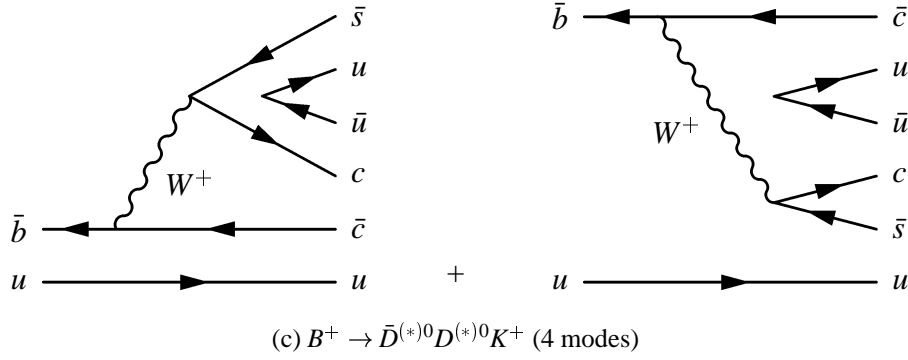
FIG. 4.2 – Diagramme de la désintégration $\bar{B} \rightarrow D_s^{(*)-} D^{(*)}$

Cependant, la paire $\bar{c} s$ a une masse invariante suffisante pour se désintégrer en $\bar{D}^{(*)} K X$ [23] s'il y a matérialisation de paires de quarks légers. L'espace de phase disponible pour la désintégration est limité si bien que les désintégrations en trois corps $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ semblent favorisées par rapport aux désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K X$. De plus, $m_D + m_K$ étant bien inférieur à la limite cinématique possible dans la désintégration $b \rightarrow c \bar{c} s$, le taux de branchement attendu pour les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ est suffisamment conséquent pour que ces désintégrations soient de bons candidats pour expliquer la production de D de mauvais charme.

b) Les différents modes possibles

Les modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ peuvent être produits par différents types de diagrammes, des diagrammes externes, des diagrammes internes ou supprimés de couleur et la somme des deux, pouvant donner lieu à des interférences. Les figures 4.3 et 4.4 donnent les différentes possibilités de désintégrations :

FIG. 4.3 – Processus des désintégrations $B^0 \rightarrow D\bar{D}K$ 

FIG. 4.4 – Processus des désintégrations $B^+ \rightarrow D\bar{D}K$

Les désintégrations par diagrammes externes peuvent contenir une résonance $D_s^{(**)} = c\bar{s}$ qui peut se désintégrer en $D^{(*)}K$, le mécanisme étant $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_s^{(**)} \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Les mésons candidats pour être la résonance en question sont [3, 78] :

- $D_{s1}(2536)^\pm$ dont la masse est $2\,535,35 \pm 0,34$ MeV/c² et la largeur est inférieure à 2,3 MeV et qui peut se désintégrer en $D^{*+}K^0$ ou en $D^{*0}K^+$.
- $D_{s2}^*(2573)^\pm$ de masse $2\,573,5 \pm 1,7$ MeV/c² et de largeur 15^{+5}_{-4} MeV/c² et qui se désintègre en DK ou bien en D^*K . A cause de son spin 2, cette résonance ne peut être obtenue par un diagramme à l'arbre mais pourrait être atteinte à cause des interactions dans l'état final.
- deux résonances larges D_{s0}^{*+} et D_{s1}^{*+} , se désintégrant en DK pour D_{s0}^{*+} et D^*K pour D_{s1}^{*+} . Ces deux résonances n'ont jamais été observées mais leur masse est prédite voisine de 2,5 GeV/c² [79, 80] et leur largeur supérieure à 100 MeV [81].

Les désintégrations par diagrammes internes peuvent eux aussi passer par une résonance intermédiaire $\psi^{(n)} = c\bar{c}$ se désintégrant en $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$: $B \rightarrow \psi^{(n)}K \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Les particules observées qui peuvent correspondre à cette résonance éventuelle sont :

- $\psi(3770)$ de masse $3\,769,9 \pm 2,5$ MeV/c² se désintégrant en $D\bar{D}$,
- $\psi(4040)$ de masse $4\,040 \pm 10$ MeV/c² et pouvant se désintégrer dans les modes $D^{(*)0}\bar{D}^{(*)0}$.

4.2.2 Les mesures existantes

Les mesures de D de mauvais charme dans les désintégrations des B sont la preuve indirecte principale de l'existence des désintégrations doublement char-

mées. D'autres mesures inclusives effectuées ces dernières années en ont également donné des indices. Mais ces modes ont aussi été observés de façon exclusive par plusieurs expériences.

a) Mesures indirectes

La première méthode pour mettre en évidence les désintégrations doublement charmées a été de rechercher dans les collisionneurs e^+e^- fonctionnant à la masse du Z^0 des événements B (ici B^0 , B^+ , B_s ou Λ_b) avec deux points de désintégration déplacés dus au grand temps de vie des hadrons charmés. Le nombre d'événements avec deux hadrons charmés est trouvé égal à :

$$n_{2c} = 0,136 \pm 0,042 \quad (4.23)$$

par l'expérience DELPHI [82] et

$$n_{2c} = 0,179 \pm 0,014 \pm 0,033 \quad (4.24)$$

par l'expérience SLD [83]. Ces quantités ne prennent pas en compte les états charmonium $c\bar{c}$ et comptabilisent aussi les désintégrations $B \rightarrow D_s^{(*)} D(n\pi)$. Ces résultats sont peu précis et ont de grandes erreurs associées. Ils ne permettent pas de conclure sur la présence de désintégrations doublement charmées sans D_s .

La mesure la plus significative est la mesure des taux de branchement inclusifs en deux mésons charmés de charme opposé qui a été effectuée par l'expérience ALEPH en reconstruisant complètement les deux D [24].

$$B(B \rightarrow D^0 \bar{D}^0(X) + D^0 D^\pm(X)) = 7,8_{-1,8}^{+2,0} {}_{-1,5}^{+1,7} {}_{-0,4}^{+0,5} \% \quad (4.25)$$

Cette mesure confirme la présence de désintégrations doublement charmées sans D_s .

b) Mesures directes

Les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ ont également été observées dans des reconstructions exclusives. L'expérience ALEPH a reconstruit 18 événements dans les canaux $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K^{0/\pm}$ et obtenu la mesure suivante [24] :

$$B(B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K) = 7,1_{-1,5}^{+2,5} {}_{-0,8}^{+0,9} \pm 0,5 \% \quad (4.26)$$

L'expérience CLEO a mesuré individuellement les modes contenant un K chargé [84], observant un total de 22 événements sur un échantillon de 3,3 millions de paires $B\bar{B}$:

mode	B
$B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$	$0,45^{+0,25}_{-0,19} \pm 0,08 \%$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^0K^+$	$0,54^{+0,33}_{-0,24} \pm 0,12 \%$
$B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$	$1,3^{+0,61}_{-0,47} \pm 0,27 \%$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^{*0}K^+$	$1,45^{+0,78}_{-0,58} \pm 0,36 \%$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+$	$< 0,5 \%$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^{*0}K^+$	$< 0,8 \%$
$B^+ \rightarrow D^{*+}D^{*-}K^+$	$< 0,7 \%$

TAB. 4.5 – Mesures de CLEO

L'expérience BELLE a mesuré aussi de façon exclusive le taux de branchement d'un mode [85] avec 43 événements et en utilisant un total de 22,8 millions de paires $B\bar{B}$:

mode	B
$B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$	$0,32 \pm 0,08 \pm 0,07 \%$

TAB. 4.6 – Mesures de BELLE

Enfin, l'analyse décrite ici a permis d'obtenir des résultats préliminaires avec une statistique limitée sur un nombre de modes restreint. 120 événements dans tous les modes neutres, 180 dans tous les modes chargés ont été reconstruits et les taux de branchement de trois modes particuliers ont été calculés en utilisant 23 millions de paires $B\bar{B}$ [86, 87] :

mode	B
$B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$	$0,28 \pm 0,07 \pm 0,05 \%$
$B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$	$0,68 \pm 0,17 \pm 0,17 \%$
$B^+ \rightarrow D^{*+}D^{*-}K^+$	$0,34 \pm 0,16 \pm 0,05 \%$

TAB. 4.7 – Mesures de BABAR

c) Ce que peut apporter BABAR

Les mesures les plus récentes sont encore limitées par les erreurs statistiques. La grande statistique disponible dans BABAR (plus de 60 millions de paires $B\bar{B}$) permet d'améliorer de façon conséquente la précision des mesures actuelles.

De plus, la possibilité de pouvoir identifier les kaons chargés et de les séparer des pions sur un spectre étendu d'impulsion ainsi que la capacité de reconstruire les traces chargées et les photons de très basse impulsion permet d'envisager de reconstruire tous les modes possibles $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, même ceux contenant des D^{*0} ou des D^{*+} .

Enfin, la présence de résonances dans ces désintégrations n'a jamais été mise en évidence. Là aussi la grande statistique disponible permet de les étudier.

4.3 La reconstruction des mésons B

Un méson D est combiné avec un méson \bar{D} de charme opposé et un K neutre ou chargé pour former un candidat $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, en utilisant les particules reconstruites suivant la méthode exposée dans le chapitre 3. Les particules composites (π^0 , K_S^0 , D^0 , D^+ , D^{*0} et D^{*+}) ont leurs paramètres ajustés pour que leur masse soit égale à leur masse standard [3] et on s'assure qu'aucune trace chargée ou aucun photon ne soit utilisé plusieurs fois dans le même candidat B .

Cette section explique les principes généraux employés dans la reconstruction des B ainsi que les résolutions et les efficacités obtenues pour les différents modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$.

4.3.1 Les variables m_{ES} et ΔE

a) Définitions

La connaissance des paramètres du $\Upsilon(4S)$ permet d'imposer des contraintes lors de la reconstruction des mésons B . En effet, dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$, chaque B emporte la moitié de l'énergie disponible. Puisque le quadri-vecteur du $\Upsilon(4S)$ est connu avec une bonne précision, on peut utiliser la moitié de son énergie dans son référentiel et la substituer à l'énergie du candidat B , calculée en sommant les énergies des particules le formant.

On définit ainsi la variable m_{ES} appelée « energy-substituted mass » ou masse contrainte à l'énergie du faisceau (ou plus simplement masse contrainte) :

$$m_{ES} = \sqrt{\left(\frac{\frac{1}{2}s + \vec{p} \cdot \vec{p}_Y}{E_Y}\right)^2 - \vec{p}^2} \quad (4.27)$$

où \sqrt{s} est l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse ; \vec{p}_Y et E_Y , le vecteur impulsion et l'énergie du $Y(4S)$ et \vec{p} , le vecteur impulsion du candidat B , sont évalués dans le référentiel du laboratoire. Pour des événements de signal, la masse contrainte doit être voisine de la masse du B , $m_{B^+} = 5\,279 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$ et $m_{B^0} = 5\,279,4 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$.

L'énergie du faisceau est déterminée avec une meilleure précision (1 MeV) que les énergies des particules intermédiaires utilisées pour reconstruire le B , si bien que la résolution sur la masse contrainte est meilleure que celle obtenue en utilisant la masse invariante du B . La figure 4.8 montre la distribution de la masse invariante calculée en utilisant uniquement les paramètres des particules intermédiaires et la distribution de la masse contrainte de candidats $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ avec $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. L'amélioration de la résolution est nette, puisqu'elle passe de 20 MeV/ c^2 pour la masse invariante à 2,7 MeV/ c^2 pour la masse contrainte. La résolution sur la masse contrainte est, dans une large mesure, indépendante des modes de B reconstruits et est dominée par l'erreur sur les énergies des faisceaux.

La seconde variable utilisée est ΔE , qui est la différence entre l'énergie reconstruite et la moitié de l'énergie du faisceau, dans le référentiel du $Y(4S)$:

$$\Delta E = E^* - \frac{1}{2}\sqrt{s} \quad (4.28)$$

Dans le référentiel du centre de masse du $Y(4S)$, chaque méson B emporte la moitié de l'énergie disponible (\sqrt{s}) donc ΔE est voisin de zéro pour des événements de signal.

La résolution sur ΔE dépend du mode considéré. Dans le cas de reconstruction de B avec des traces chargées, la résolution sur ΔE est dominée par la résolution sur l'impulsion transverse des particules utilisées. Puisque la résolution sur l'impulsion transverse est proportionnelle à p_t^2 , plus les traces chargées ont une impulsion élevée, plus la résolution sur ΔE sera grande. En conséquence, plus le mode de désintégration considéré a de traces chargées, plus l'impulsion moyenne de chaque trace est faible donc meilleure sera la résolution. Ainsi, le mode $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ donné en exemple a une résolution en ΔE de 10 MeV alors

que les modes de désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, qui ont un nombre plus élevé de traces chargées ont des résolutions plus faibles, de 6 MeV en moyenne.

La présence de photons et de π^0 dans la chaîne de désintégration, et en particulier ceux provenant de D^{*0} , augmente la résolution en ΔE . Les modes $B \rightarrow D^{*0}\bar{D}K$ ont ainsi des résolutions proches de 10 MeV et les modes $B \rightarrow D^{*0}\bar{D}^{*0}K$ des résolutions voisines de 15 MeV.

b) Les différentes régions utilisées

Les deux variables m_{ES} et ΔE sont corrélées mais ont des résolutions très différentes, ce qui permet de définir une « région du signal » dans le plan $m_{ES} - \Delta E$, qui est un rectangle centré sur le point $\Delta E = 0$ et $m_{ES} = 5,28 \text{ GeV}/c^2$. La longueur de ce rectangle selon ΔE vaut $\pm 2,5$ fois la résolution obtenue sur ΔE dans le mode considéré, de part et d'autre de 0. La largeur de la région du signal selon m_{ES} est de $\pm 10 \text{ MeV}/c^2$ autour de $5,28 \text{ GeV}/c^2$ et est indépendante du mode étudié.

Cette région est illustrée sur la figure 4.5 :

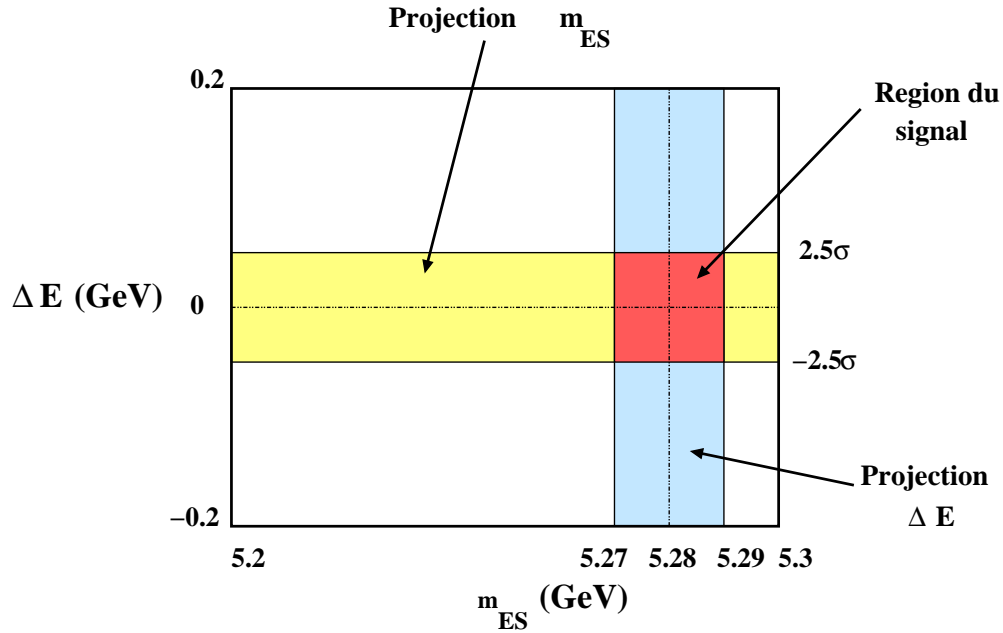


FIG. 4.5 – Les différentes régions du plan $m_{ES} - \Delta E$

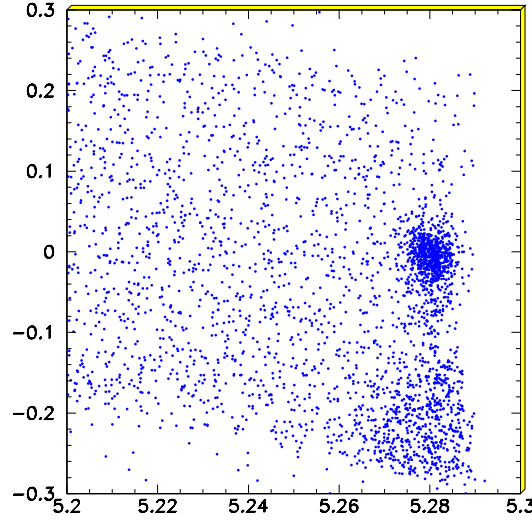


FIG. 4.6 – Distribution m_{ES} (GeV/c²) – ΔE (GeV) pour $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$

Dans la pratique, des projections des quantités m_{ES} et ΔE sont utilisées : la distribution de la masse contrainte pour $|\Delta E| < 2,5 \times \sigma_{\Delta E}$ (les résolutions valant typiquement pour les modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ entre 6 et 15 MeV) et la distribution de ΔE pour $5,27 < m_{ES} < 5,29$ GeV/c². Les figures 4.6, 4.7 et 4.8 montrent respectivement les distributions en deux dimensions, de ΔE et des masses pour le mode $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ avec $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$.

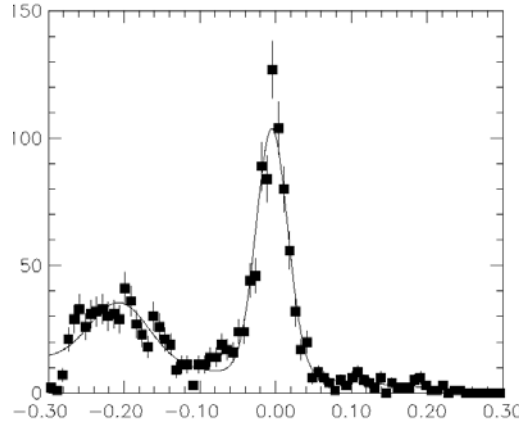


FIG. 4.7 – Distribution de ΔE (GeV) $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$

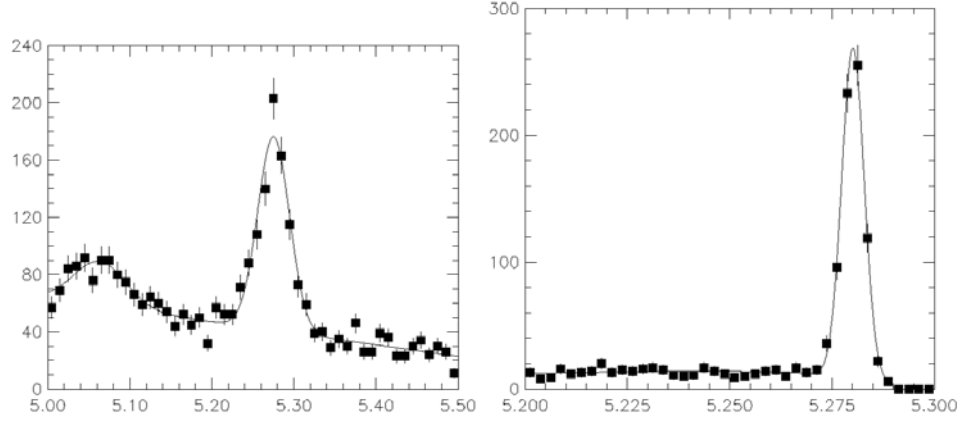


FIG. 4.8 – Distribution de la masse invariante (gauche) et de m_{ES} (GeV/c^2) (droite) pour $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$

La distribution en m_{ES} est ajustée par une fonction gaussienne pour la partie signal. Le bruit de fond combinatoire est décrit par une fonction dite fonction d'ARGUS [88] qui prend en compte le fait que la limite physiquement possible pour m_{ES} est l'énergie des faisceaux ($\frac{1}{2}\sqrt{s} = 5,291 \text{ GeV}$) :

$$f(m_{ES}; A, \xi) = A m_{ES} \sqrt{1 - \frac{4m_{ES}^2}{s}} e^{\xi \left(1 - \frac{4m_{ES}^2}{s}\right)} \quad (4.29)$$

Deux paramètres sont libres dans cette fonction : ξ qui fait varier la forme de la fonction et A qui est un paramètre de normalisation.

La figure 4.9 montre la distribution de m_{ES} , dans les données, pour le mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ où les deux D^0 se désintègrent en $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, pour des valeurs de $\Delta E > 50 \text{ MeV}$. Aucun signal n'est attendu et cette distribution est équivalente à celle du fond combinatoire dans la projection en m_{ES} où est présent le signal. Cette distribution est ajustée par la fonction d'ARGUS.

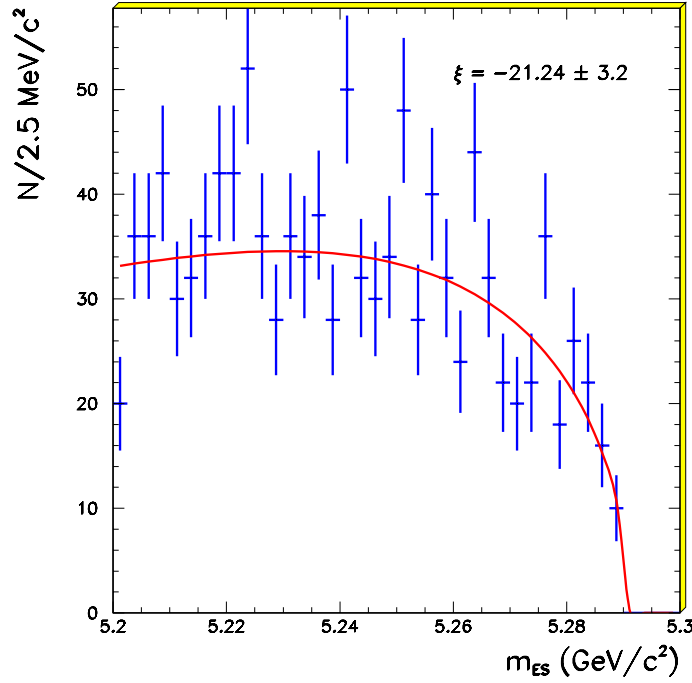


FIG. 4.9 – Distribution de m_{ES} du mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ ajusté par la fonction d'ARGUS

Sur la distribution en deux dimensions et la projection de ΔE , on peut remarquer une accumulation d'événements pour $\Delta E \simeq -150$ MeV et une masse voisine de la masse du B . Cela est dû aux événements avec un π de faible impulsion qui n'est pas reconstruit. Dans le cas $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$, il s'agit d'événements $B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+$ où le π^0 issu de la désintégration du ρ^+ n'est pas reconstruit. Dans le cas des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$, ce phénomène existe aussi lorsqu'un pion « mou » d'un D^* n'est pas reconstruit : si le pion « mou » d'un événement $B \rightarrow D^* \bar{D} K$ est absent, cet événement va apparaître dans la distribution en ΔE du mode $B \rightarrow D \bar{D} K$ correspondant pour une valeur voisine de la masse du pion, c'est à dire environ -150 MeV/ c^2 .

La figure 4.10 montre la distribution de ΔE , obtenue dans la reconstruction du mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$, pour des événements simulés dans les désintégrations $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$. Le pic secondaire dû aux événements $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$ est visible.

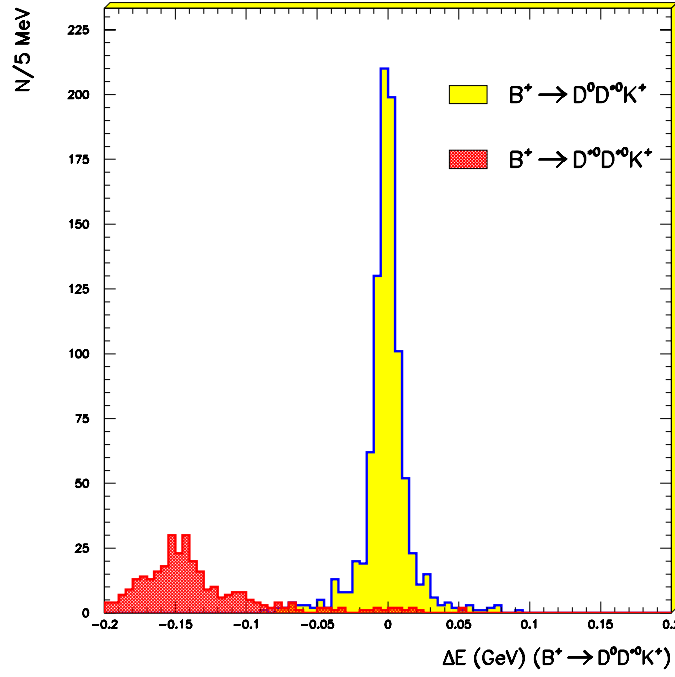


FIG. 4.10 – Distribution de ΔE (GeV) dans la reconstruction du mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$, à partir d'événements Monte Carlo $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$

c) Le problème des candidats multiples

Plusieurs candidats B peuvent être reconstruits dans le même événement, en particulier dans les modes mettant en jeu un ou plusieurs π^0 « mous ». Pour n'en conserver qu'un seul, le candidat qui a la valeur de $|\Delta E|$ la plus proche de 0 est conservé. Cette sélection est effectuée après toutes les autres et parmi tous les candidats $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$, chargés ou neutres.

Cette condition a pour effet de créer une accumulation artificielle du bruit de fond combinatoire dans la région proche de $\Delta E = 0$ mais cet effet sera pris en compte par la suite lors de l'utilisation des distributions pour estimer le nombre d'événements de fond, par exemple.

Une alternative à cette méthode de choix du meilleur ΔE est de choisir le

candidat qui a la valeur la plus faible pour le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^2 \left(\frac{m_{D_i} - m_D^{PDG}}{\sigma_{D_i}} \right)^2 + \sum_{i=1}^2 \left(\frac{\Delta m_{D_i^*} - \Delta m_{D^*}^{PDG}}{\sigma_{\Delta m_i}} \right)^2 \quad (4.30)$$

c'est à dire de conserver le candidat B qui a ses D ou D^* avec des masses ou des valeurs de Δm les plus proches de celles du PDG. Cette méthode ne crée pas d'accumulation d'événements dans la région proche de ΔE mais une étude menée sur les désintégrations $B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-$ a montré que ce critère de choix conduit à une efficacité de reconstruction plus faible. De plus, dans le cas des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$, il est difficile de choisir avec cette méthode le meilleur candidat entre un mode $B \rightarrow D^* \bar{D} K$ et un mode $B \rightarrow D \bar{D} K$, par exemple. Ne conserver que le candidat qui a le meilleur ΔE est la seule méthode qui soit égalitaire entre modes différents.

4.3.2 Les sélections appliquées

Les sélections appliquées aux candidats dépendent du mode étudié. En effet, les niveaux de fond et les efficacités varient beaucoup entre modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ différents. Par exemple, les modes avec des D^{*+} ont un fond combinatoire moins important que les modes avec des D^0 mais ils ont une efficacité de reconstruction plus faible à cause de la présence du pion « mou ».

Les combinaisons de sélections (décrites dans la section 3.5) appliquées sur chaque mode sont celles qui maximisent le rapport $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ où S est le nombre d'événements de signal attendu et B le nombre d'événements de fond. S est calculé à partir de l'efficacité de la sélection considérée, estimée grâce à la simulation. Pour pouvoir estimer S , il faut supposer des taux de branchement pour chaque mode $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$. Il a été fait l'hypothèse pour optimiser les sélections que :

- $B(B \rightarrow D \bar{D} K) = 0,25\%$,
- $B(B \rightarrow D^* \bar{D} K) = 0,5\%$,
- $B(B \rightarrow D^* \bar{D}^* K) = 1\%$.

Si le mode est un mode supprimé de couleur (obtenu uniquement par diagramme interne), c'est à dire $B^0 \rightarrow D^{(*)0} \bar{D}^{(*)0} K_S^0$ ou $B^+ \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)-} K^+$, le taux de branchement supposé est divisé par 4.

B est obtenu à partir des données de la période I. Dans une première étape, le paramètre ξ de la fonction d'ARGUS est déterminé en utilisant la distribution de masse contrainte obtenue pour les candidats avec $\Delta E > 50$ MeV. Comme il a été

mentionné précédemment, cette région représente la forme du fond combinatoire dans la région du signal. En utilisant ce paramètre ξ , le nombre d'événements de fond dans la région du signal est extrapolé permettant ainsi d'obtenir B .

a) La variable d'événement R_2

Pour chaque événement est calculée la variable R_2 , qui est le rapport du moment de Fox-Wolfram d'ordre deux au moment de Fox-Wolfram d'ordre zéro [89] :

$$R_2 = \frac{H_2}{H_0} \quad (4.31)$$

où

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{\|\vec{p}_i\| \|\vec{p}_j\|}{E_{vis}^2} P_l(\cos \theta_{ij}) \quad (4.32)$$

avec \vec{p}_i les impulsions des particules de l'événement, E_{vis} l'énergie totale de l'événement et P_l le polynome de Legendre d'ordre l .

Cette variable permet d'éliminer des événements $q\bar{q}$ du continuum. En effet, dans le cas d'événements $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}, u\bar{u}, d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$, les particules émises partent sous la forme de deux jets distincts. Dans ce cas, H_2 est proche de 1. Pour des collisions $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, la conservation de l'énergie implique que H_0 soit voisin de 1 donc le rapport R_2 est proche de 1.

Dans le cas d'un événement $b\bar{b}$ où les traces sont émises sans direction privilégiée, R_2 est proche de 0. La figure 4.11 montre la distribution de la variable R_2 pour des événements $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ dans la simulation. Par la suite, uniquement les événements ayant une valeur de R_2 inférieure à 0,45 seront conservés.

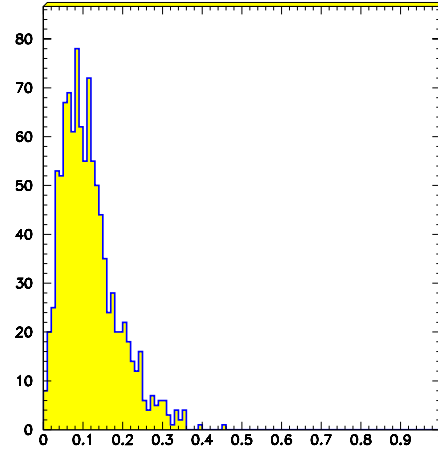


FIG. 4.11 – Distribution de R_2 pour les modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$, dans la simulation

b) La présélection des événements

Les événements utilisés pour faire cette analyse ont été présélectionnés au moment du traitement des données par le programme de reconstruction général de BABAR. Des candidats B sont formés avec des D , des K_S^0 et des kaons chargés de la sélection minimale. Si le candidat B a de plus sa masse invariante comprise entre 5 et 5,5 GeV/c², $|\Delta E|$ inférieur à 300 MeV et m_{ES} compris entre 5,2 et 5,3 GeV/c², l'événement correspondant est étiqueté.

Environ 1 % des événements enregistrés par BABAR sont ainsi présélectionnés et uniquement ceux-ci sont analysés de façon plus approfondie. Ceci représente un total de 88 000 000 événements lus pour effectuer l'analyse.

c) Les sélections des mésons D utilisées

Les candidats D utilisés doivent avoir une masse invariante, avant que la contrainte de masse ne soit appliquée, qui se trouve dans une fenêtre de largeur 2σ de part et d'autre de la masse centrale du D . Les valeurs de σ et de la masse centrale du D qui sont utilisées sont celles données dans les tableaux 3.18 à 3.21 du chapitre précédent.

L'annexe A résume les sélections des mésons charmés utilisées finalement

pour l'analyse des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$. On peut constater que la sélection appliquée est en général moins sévère pour des D provenant de désintégrations de D^{*+} .

Seuls les candidats B avec au moins un $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ou un $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ sont utilisés pour l'analyse, sauf pour les modes de désintégration suivants, $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$, $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K_S^0$ et $B^+ \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^+$, qui ont peu de fond.

d) Autres critères de sélection

Les kaons chargés issus des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ sont, en général, identifiés avec la sélection minimale mais lorsque le bruit de fond combinatoire est plus élevé, la sélection sévère peut être appliquée. Le tableau 4.8 résume les sélections de K appliquées :

Minimale (NotAPion)	Sévère (KTight)
$B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$ $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+ (K\pi \times K\pi)$ $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+ (K\pi \times K\pi\pi\pi)$ $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+ (K\pi\pi^0 \times K\pi)$ $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+ (K\pi\pi^0 \times K\pi\pi^0)$	$B^0 \rightarrow D^-D^0K^+$ $B^0 \rightarrow D^-D^{*0}K^+$ $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+ \text{ (autres modes)}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+ (K\pi \times K\pi)$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^0K^+ (K\pi \times K\pi)$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^{*0}K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^{*0}K^+ (K\pi \times K\pi)$ $B^+ \rightarrow D^{*-}D^+K^+ \text{ (autres modes)}$ $B^+ \rightarrow D^-D^{*+}K^+ \text{ (autres modes)}$ $B^+ \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^+ \text{ (autres modes)}$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+ \text{ (autres modes)}$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^0K^+ \text{ (autres modes)}$ $B^+ \rightarrow D^-D^+K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^{*0}K^+ \text{ (autres modes)}$ $B^+ \rightarrow D^{*-}D^+K^+ (K\pi\pi\pi \times K\pi\pi)$ $B^+ \rightarrow D^-D^{*+}K^+ (K\pi\pi \times K\pi\pi\pi)$ $B^+ \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^+ (K\pi\pi^0 \times K\pi\pi^0)$ $B^+ \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^+ (K\pi\pi\pi \times K\pi\pi\pi)$ $B^+ \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^+ (K\pi\pi\pi \times K\pi\pi)$

TAB. 4.8 – Sélections de kaons utilisées pour les modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$

En ce qui concerne les K_S^0 , la sélection la plus sévère (c'est à dire $p(\chi^2) > 0,1 \%$ et $L_{2D} > 2 \text{ mm}$) est presque toujours appliquée sauf dans les cas suivants où la sélection sur la longueur de vol dans le plan transverse n'est pas utilisée :

Minimale	$p(\chi^2) > 0,1 \%$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0 (K\pi \times K\pi\pi)$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0 (K\pi \times K\pi)$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0 (K\pi \times K\pi)$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0 (K\pi \times K\pi\pi^0)$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0 (K\pi \times K\pi\pi\pi)$	
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0 (K\pi \times K\pi\pi)$	
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0 (K\pi\pi^0 \times K\pi\pi^0)$	
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0 (K\pi \times K\pi)$	
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0 (K\pi \times K\pi)$	

TAB. 4.9 – Sélections de K_S^0 utilisées pour les modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$

4.3.3 Résolutions obtenues

L'annexe B regroupe les résolutions sur ΔE et m_{ES} pour chaque mode $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ et chaque sous-mode de D . Ces résolutions ont été calculées à partir de la simulation et il sera fait l'hypothèse que la résolution est identique sur les données.

Les résolutions sur ΔE sont de l'ordre de 7 à 8 MeV pour la plupart des modes. Elles sont plus importantes lorsqu'il y a un $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ (8 à 9 MeV), un D^{*0} (10 MeV) ou deux D^{*0} (jusqu'à 15 MeV).

La projection en m_{ES} est obtenue en sélectionnant les candidats pour lesquels $|\Delta E| < 2,5\sigma_{\Delta E}$, donc en supposant que la variable ΔE est centrée sur la valeur $\Delta E = 0$.

4.3.4 Efficacités

Les efficacités de reconstruction des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$, estimées à partir de la simulation sont regroupées dans l'annexe C. L'efficacité, ϵ , est le rapport du nombre d'événements dans la boîte de signal au nombre total d'événements générés dans ce mode. L'erreur indiquée, σ_ϵ , est l'erreur statistique liée à la taille de l'échantillon reconstruit :

$$\epsilon = \frac{N_{\text{reconstruits}}}{N_{\text{genères}}} \quad (4.33)$$

$$\sigma_\epsilon = \frac{\sqrt{N_{\text{reconstruits}}}}{N_{\text{genères}}} \quad (4.34)$$

où $N_{\text{reconstruits}}$ est le nombre d'événements reconstruits dans la boîte de signal ($|\Delta E| < 2,5\sigma$ et $5,27 < m_{ES} < 5,29 \text{ GeV}/c^2$), avec les sélections présentées. $N_{\text{genères}}$ est le nombre d'événements du mode considéré qui ont été simulés.

Les mêmes lots d'événements simulés sont utilisés pour calculer les efficacités à 1900 et 1960 V. Seules les corrections appliquées pour tenir compte des différences d'efficacités dans les reconstructions des traces par la chambre à fils diffèrent.

Les efficacités pour 1930 V sont obtenues à partir d'une simulation différente puisqu'elles concernent les données prises pendant la période II et qui sont traitées avec un algorithme différent. Par rapport à la période I (1900 et 1960 V), la reconstruction des traces chargées a été améliorée, ce qui explique que les efficacités de reconstruction sont en général plus élevées pour 1930 V, en particulier pour les modes contenant un K_S^0 .

De manière générale, les efficacités de reconstruction avec un $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ sont plus élevées d'un facteur 5 par rapport aux efficacités avec un $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ ou un $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ qui sont du même ordre de grandeur. De plus, l'efficacité est divisée par deux lorsqu'un D est remplacé par un D^* .

4.4 Les résultats

4.4.1 Distributions de masse

Les figures 4.12 à 4.17 représentent les distributions de masse contrainte des différents modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, obtenues sur les données enregistrées par BABAR, avec l'analyse présentée précédemment.

Pour que les signaux de certains modes ne soient pas masqués par un niveau de fond combinatoire important, seules les distributions des canaux pour lesquels le rapport $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ attendu est supérieur à 1 sont sommées, et non les distributions de toutes les combinaisons qui sont utilisées pour le calcul des taux de branchement. Lorsque les signaux ne sont pas significatifs, seuls les modes considérés pour calculer la limite sur le taux de branchement sont montrés, c'est à dire dans la plupart des cas, le mode où les deux mésons D se désintègrent en $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$.

A titre indicatif, ces distributions sont ajustées avec une fonction somme d'une gaussienne, représentant le signal, et d'une fonction d'ARGUS, représentant le bruit de fond combinatoire. Cet ajustement est réalisé par une méthode de maximum de vraisemblance, à l'aide du programme MINUIT. Les nombres d'événe-

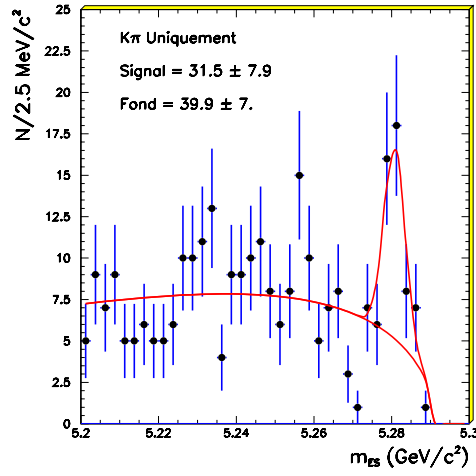
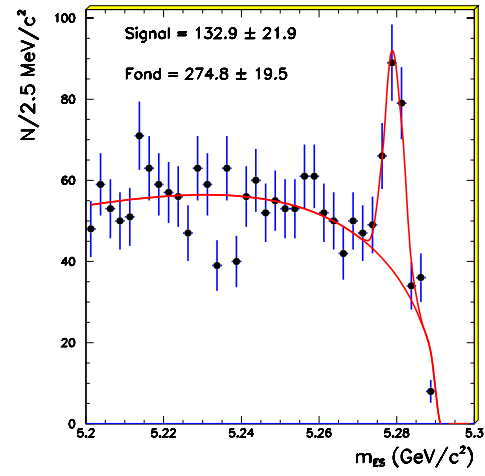
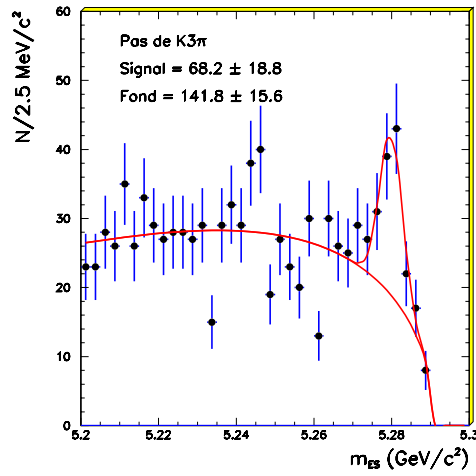
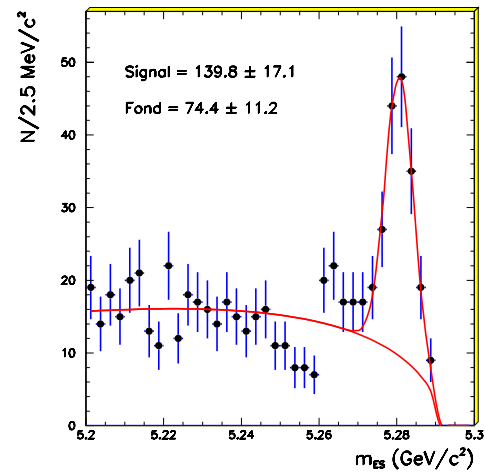
ments de signal et de bruit de fond obtenus par cet ajustement sont indiqués sur les figures. Lorsque la statistique est insuffisante, la valeur du paramètre ξ de la fonction d'ARGUS est fixée à sa valeur calculée en utilisant la distribution de m_{ES} pour des événements avec $\Delta E > 50$ MeV.

Les différentes distributions de masse contrainte sont regroupées suivant le type de diagramme contribuant aux désintégrations (externes, internes et la somme des deux) et par charge. Les modes de désintégration inclus dans chaque distribution sont indiqués et les nombres d'événements reconstruits dans chaque mode, en fonction du mode du D , ainsi que l'estimation du nombre d'événements de fond combinatoire sont détaillés dans l'annexe D.

a) Diagrammes externes neutres

Pour le mode $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$, le spectre de m_{ES} ne comprend que les combinaisons avec un D^0 se désintégrant en $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Pour le mode $B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$, seulement les candidats avec $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ sont utilisés car aucune simulation n'est disponible pour le mode avec un $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. Pour le mode $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$, tous les sous modes possibles sont ajoutés alors que le mode $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$ n'utilise que les combinaisons avec au moins un $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

Tous les signaux obtenus sont significatifs et permettent de calculer des taux de branchement. En particulier, les modes $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$ et $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$ présentent un grand nombre d'événements de signal (plus d'une centaine) et sont relativement purs, ce qui permettra de les utiliser pour rechercher les résonances D_s^{**} qui peuvent intervenir dans ces désintégrations.

(a) $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$ (b) $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$ (c) $B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$ (d) $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$ FIG. 4.12 – Distributions de m_{ES} des modes $B^0 \rightarrow D\bar{D}K$ obtenus par diagrammes externes

b) Diagrammes externes chargés

Les modes $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K_S^0$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K_S^0$ n'utilisent que les désintégrations avec le D^0 en $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Pour les autres modes, au moins un D^0 se désintègre en $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Les signaux des modes $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K_S^0$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K_S^0$ ne sont pas assez significatifs et seulement une limite supérieure de leur taux de branchement sera calculée.

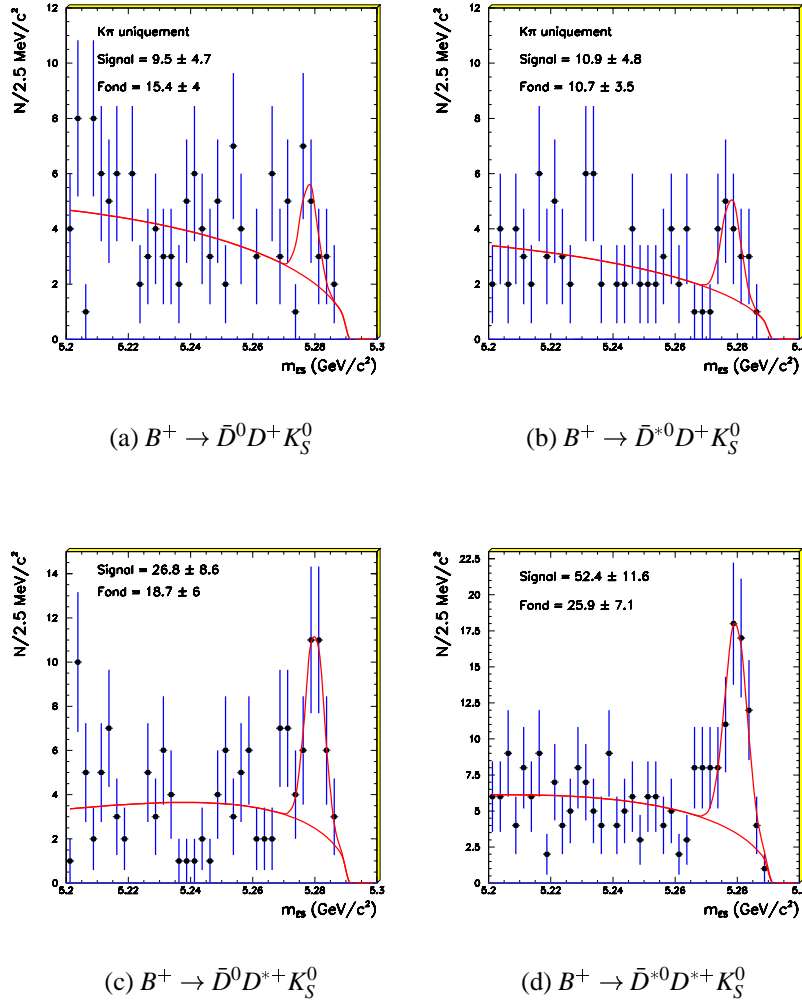
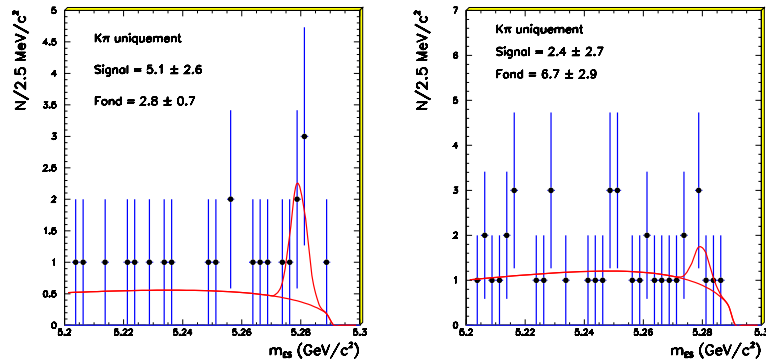


FIG. 4.13 – Distributions de m_{ES} des modes $B^+ \rightarrow D\bar{D}K$ obtenus par diagrammes externes

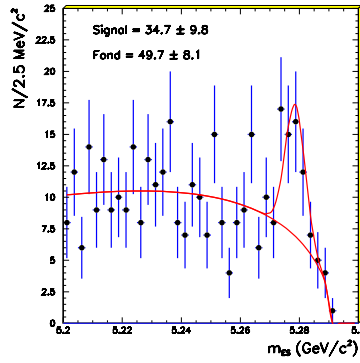
c) Diagrammes internes neutres

Aucun des modes supprimés de couleur neutres n'est significatif. Le signal présent dans le cas $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}D^{*0}K_S^0$ provient en fait d'événements des modes non supprimés de couleur $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K_S^0$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^{*+}K_S^0$ où un pion neutre « mou » remplace dans le D^{*0} , un pion chargé « mou » d'un D^{*+} . Pour les modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0D^0K_S^0$ et $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}D^0K_S^0$, seules les désintégrations avec deux $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ sont montrées, pour $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}D^{*0}K_S^0$, au moins un des deux D est un $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$.



(a) $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K_S^0$

(b) $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K_S^0 + B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0$



(c) $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0$

FIG. 4.14 – Distributions de m_{ES} des modes $B^0 \rightarrow D\bar{D}K$ obtenus par diagrammes internes

d) Diagrammes internes chargés

Deux modes supprimés de couleur chargés ont des signaux significatifs, $B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$ et $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$. Des taux de branchement sont donc calculés pour ces deux modes. Pour le mode $B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$, seul le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ est utilisé et pour le mode $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$, au moins un des deux D^0 se désintègre en $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

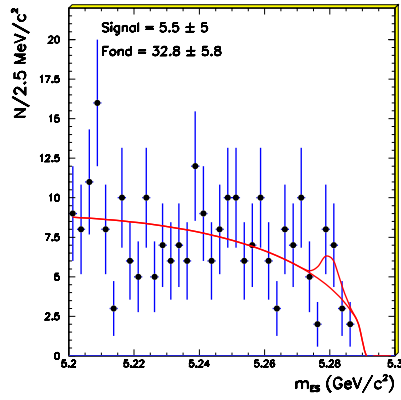
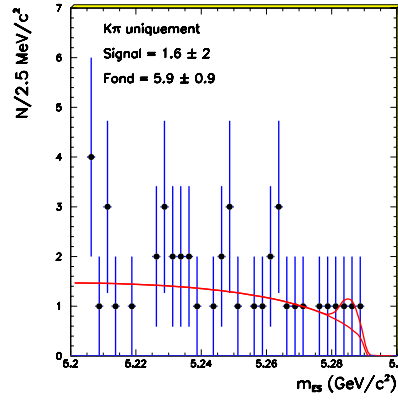
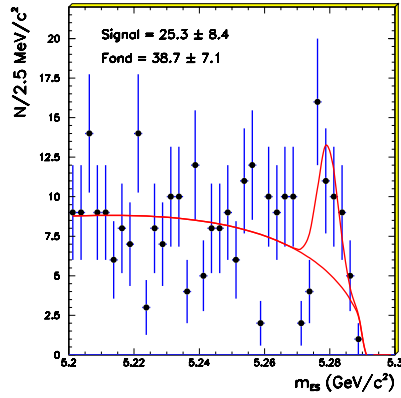
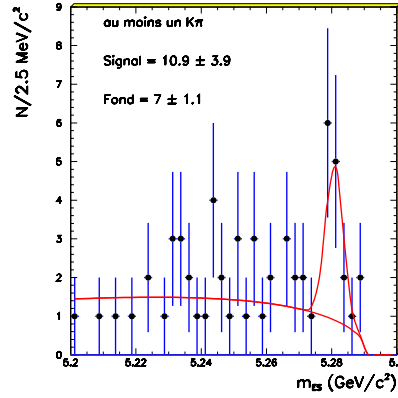
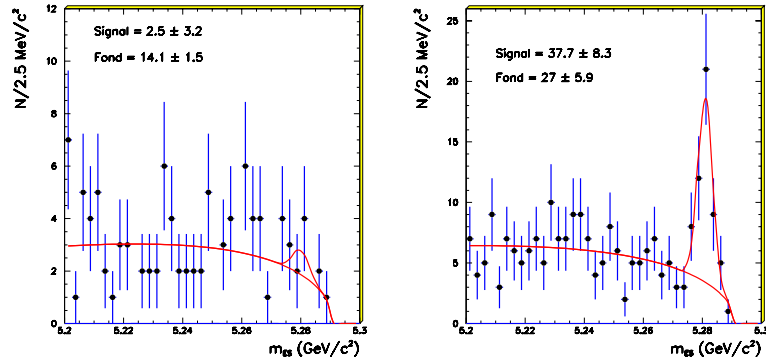
(a) $B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$ (b) $B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$ (c) $B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$ (d) $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$

FIG. 4.15 – Distributions de m_{ES} des modes $B^+ \rightarrow D\bar{D}K$ obtenus par diagrammes internes

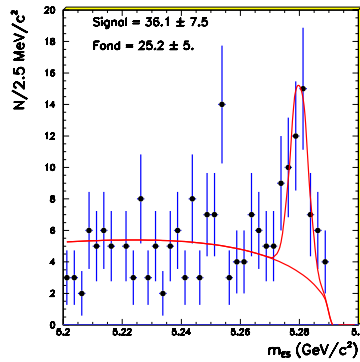
e) Diagrammes externes + internes neutres

Ces modes sont des combinaisons d'états propres de CP . Le mode $B^0 \rightarrow D^+D^-K_S^0$ ne présente pas de signal significatif mais les deux autres ont une pureté assez élevée. A cause de l'ambiguïté liée à la symétrie CP des modes $B^0 \rightarrow D^{*-}D^+K_S^0$ et $B^0 \rightarrow D^+D^{*-}K_S^0$, il n'est pas possible de savoir de quel mode provient le D^0 et seule la somme des deux modes est accessible. Toutes les combinaisons sont utilisées.



(a) $B^0 \rightarrow D^+D^-K_S^0$

(b) $B^0 \rightarrow D^{*-}D^+K_S^0 + B^0 \rightarrow D^+D^{*-}K_S^0$



(c) $B^0 \rightarrow D^{*-}D^+K_S^0$

FIG. 4.16 – Distributions de m_{ES} des modes $B^0 \rightarrow D\bar{D}K$ obtenus par diagrammes externes + internes

f) Diagrammes externes + internes chargés

Tous les modes ont des signaux significatifs et donnent lieu à une mesure de taux de branchement. Pour tous les modes, au moins un des deux D^0 se désintègre en $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Il existe une grande probabilité de contamination entre les $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$, à cause de l'échange possible du π^0 « mou » entre les deux D^0 .

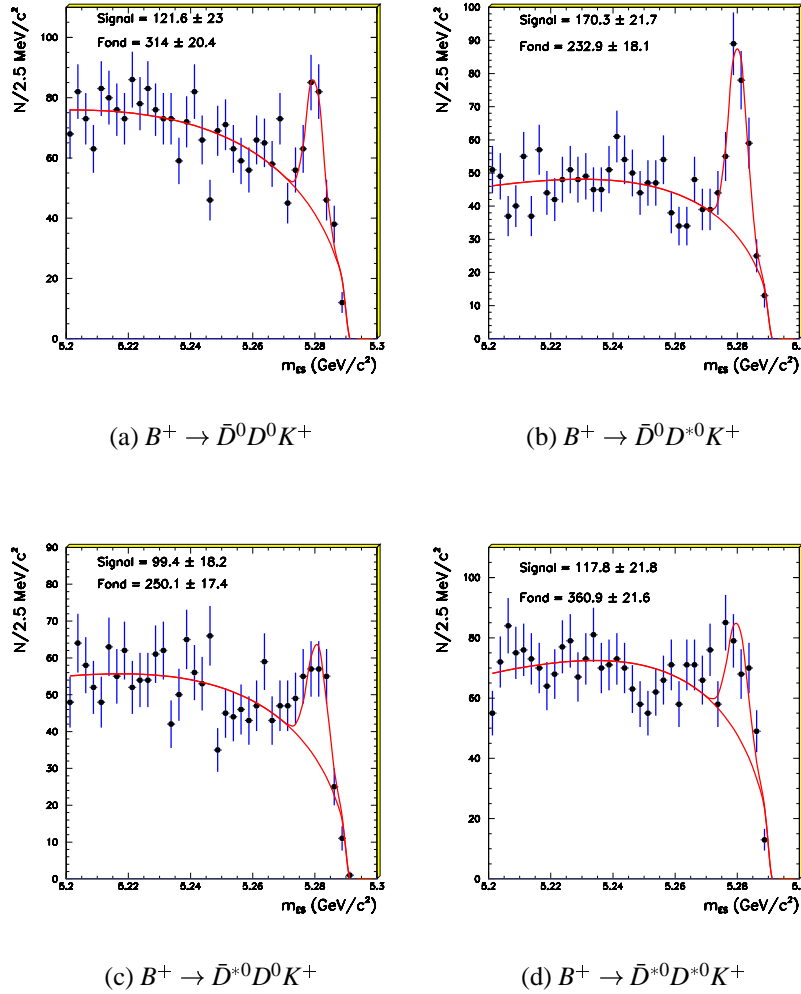


FIG. 4.17 – Distributions de m_{ES} des modes $B^+ \rightarrow D\bar{D}K$ obtenus par diagrammes externes + internes

g) Distributions somme

La figure 4.18 montre la distribution somme des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, par charge :

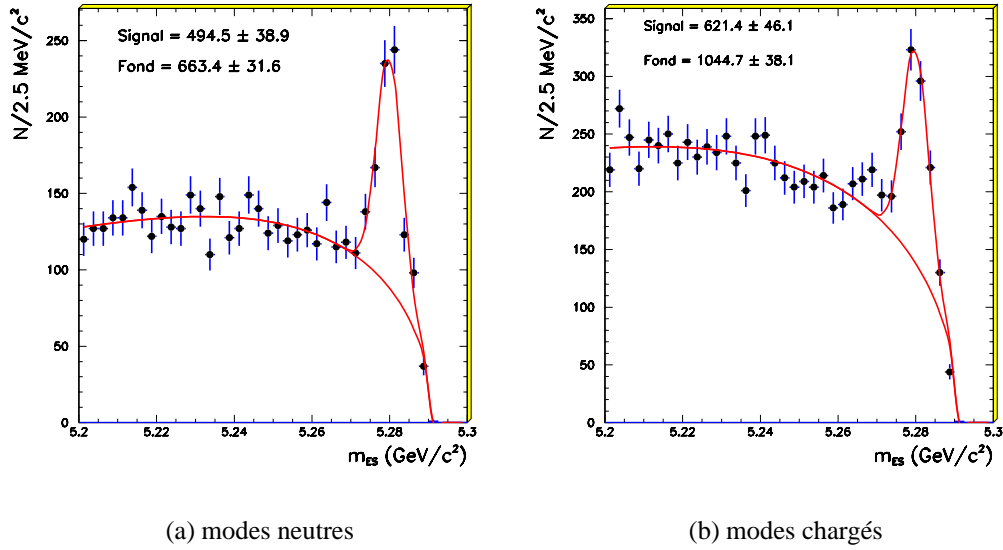


FIG. 4.18 – Distributions somme de m_{ES} des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$

Un total de 495 ± 39 mésons B neutres et de 621 ± 46 B chargés sont reconstitués.

Les figures 4.19 représentent les mêmes distributions obtenues à partir de la simulation, sur des événements quelconques représentant l'équivalent de 12 millions de paires $B\bar{B}$. Ces figures donnent la composition des distributions dans les différents types de désintégrations présents à l'énergie considérée, à savoir $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$, $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$, $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ et $e^+e^- \rightarrow u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}$:

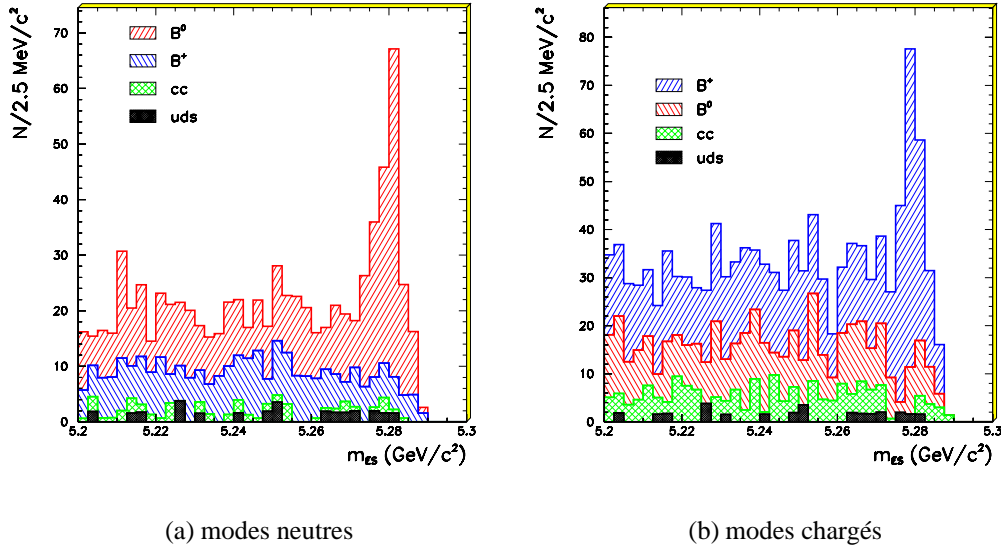


FIG. 4.19 – Distributions somme de m_{ES} des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$, sur des événements quelconques de simulation

On peut constater que le niveau de bruit de fond combinatoire est plus faible de 25 % dans la simulation que celui obtenu avec les données, indiquant qu'une partie des modes de désintégration contribuant au fond n'est pas prise en compte dans la simulation générale de BABAR. La plus grande part du bruit de fond provient des désintégrations des B , et non du continuum, celui-ci étant, en partie, éliminé par la sélection sur la variable R_2 .

Le calcul des taux de branchement utilise les distributions de masse obtenues pour les candidats ayant $\Delta E > 50$ MeV, pour déterminer la forme du fond combinatoire. Les figures 4.20 montrent ces distributions et on peut s'assurer qu'aucun signal n'y est présent.

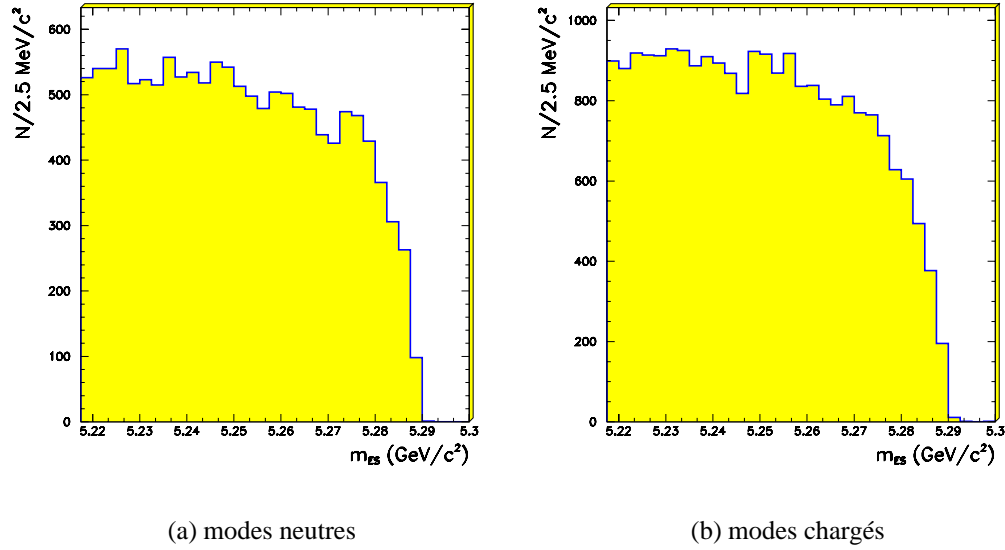


FIG. 4.20 – Distributions somme de m_{ES} des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ pour $\Delta E > 50$ MeV

Enfin, les figures 4.21 donnent les distributions de ΔE de tous les candidats (et pas uniquement ceux ayant le meilleur ΔE) des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$.

Les nombres d'événements de signal obtenus (544 ± 54 pour les B neutres et 520 ± 59 pour les B chargés) sont compatibles avec ceux calculés à partir des distributions de masse.

Les résolutions moyennes mesurées sont de $12,1 \pm 1,3$ MeV pour les B^0 et de $9,6 \pm 1,1$ pour les B chargés avec des valeurs centrales respectives de $-4,3 \pm 1,2$ MeV et de $-5,4 \pm 1,2$ MeV.

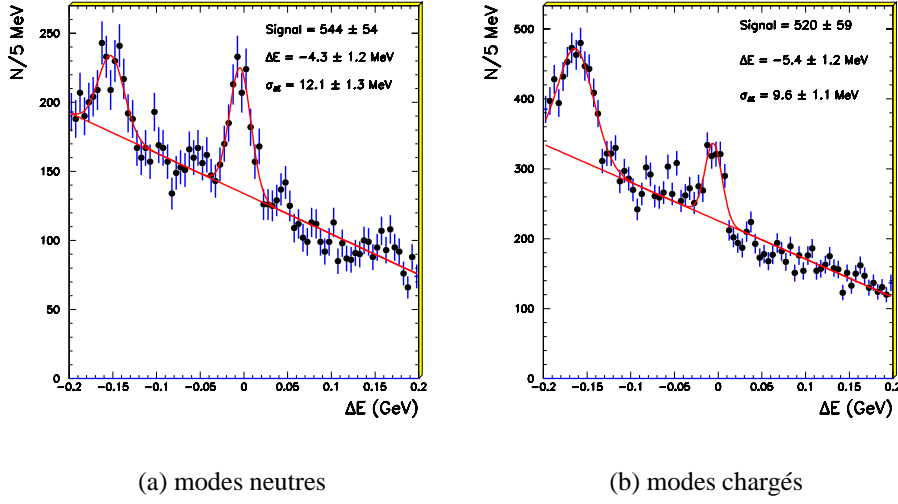


FIG. 4.21 – Distributions somme de ΔE des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$

Les figures 4.22 sont les mêmes distributions obtenues à partir des événements simulés.

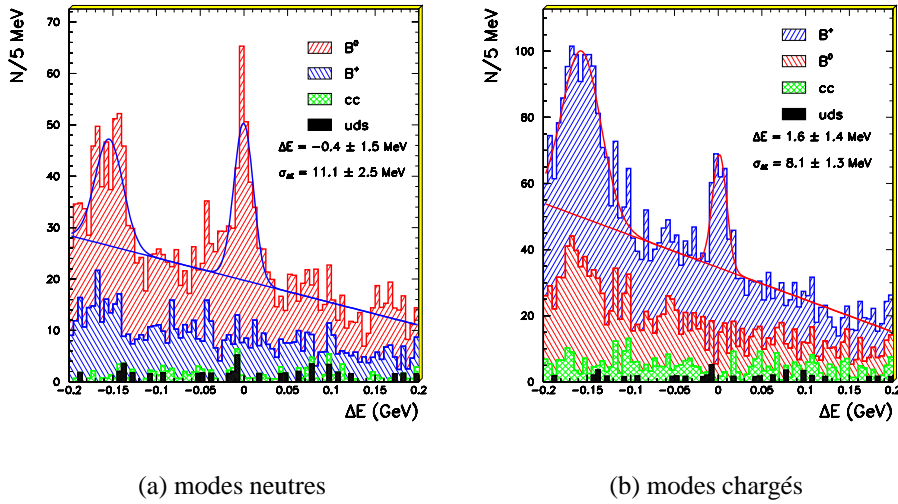


FIG. 4.22 – Distributions somme de ΔE des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, sur des événements quelconques de simulation

Les résolutions moyennes mesurées dans la simulation ($11,1 \pm 2,5$ MeV pour les B neutres et $8,1 \pm 1,3$ MeV pour les B chargés) sont comparables à celles des données. Cependant, la valeur centrale est ici compatible avec 0 (respectivement $-0,4 \pm 1,5$ MeV et $1,6 \pm 1,4$ MeV) alors qu'il existe pour les données un décalage vers les valeurs négatives de ΔE . Ce décalage qui vaut environ $-\frac{1}{2}\sigma_{\Delta E}$ sera pris en compte par une incertitude systématique sur l'effet du critère de sélection sur la variable ΔE .

4.4.2 Calcul des taux de branchement

a) Méthode utilisée

La loi de Poisson est utilisée pour déterminer la probabilité d'observer le nombre d'événements contenus dans la région du signal. Si l'on attend μ événements dans la région du signal, la probabilité d'en observer N est :

$$P(N, \mu) = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \quad (4.35)$$

Lorsque l'on dispose de plusieurs observations N_1, N_2, \dots, N_j , comme par exemple en utilisant plusieurs sous-modes de $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, avec $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ ou $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, la probabilité d'observer N_i événements alors que l'on attend μ_i événements est :

$$P(N_1, \dots, N_j, \mu_1, \dots, \mu_j) = \prod_{i=1}^j \frac{\mu_i^{N_i} e^{-\mu_i}}{N_i!} \quad (4.36)$$

N_i est le nombre d'événements observés dans chaque sous-mode, dans la région du signal, c'est à dire pour $5,27 < m_{ES} < 5,29$ GeV/c² et $|\Delta E| < 2,5\sigma$.

μ_i est le nombre d'événements prédits dans la région du signal. Il est la somme de trois termes :

le signal prédit N_i^s qui est obtenu connaissant le taux de branchement du mode considéré (B_i), son efficacité de reconstruction (ϵ_i) ainsi que les taux de branchement des particules intermédiaires (B_i^{int}) et le nombre d'événements $B\bar{B}$ utilisés dans l'analyse ($N_{B\bar{B}}$) dont la moitié sont des paires de mésons neutres et la moitié de mésons chargés :

$$N_i^s = B_i N_{B\bar{B}} \epsilon_i B_i^{\text{int}} \quad (4.37)$$

Si le mode est symétrique, comme $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$, il faut ajouter un facteur 2 pour le cas où les deux D ne sont pas reconstruits dans le même mode, comme $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$.

le bruit de fond combinatoire N_i^f qui est estimé par ailleurs, comme il sera expliqué dans le paragraphe suivant,

les événements N_i^c provenant d'autres modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ et reconstruits à tort par la sélection du mode considéré. Ces événements apparaissent avec une valeur de m_{ES} proche de la masse du B et avec des ΔE voisins de 0. Ce phénomène se produit avec la reconstruction des modes contenant des D^{*0} : $B \rightarrow D^{*0} \bar{D}^{(*)} K$. Les modes correspondants où un D^{*+} remplace le D^{*0} peuvent les contaminer car un π^0 mou peut prendre la place du π^+ mou issus du D^{*+} .

La simulation Monte Carlo permet d'estimer la contamination entre modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ et de calculer l'efficacité $\epsilon_{k,l}$ de reconstruction du mode k par la sélection appliquée au mode l . Cette efficacité est en général 5 fois moindre que l'efficacité de reconstruction ϵ_l du « bon » mode mais elle n'est pas négligeable et peut même constituer la plus grande partie du signal visible comme dans le cas $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0$, où les taux de branchement du mode reconstruit et du mode contaminant sont très différents.

Si le mode k a un taux de branchement B_k et le produit des taux de branchement des particules intermédiaires du mode k est B_k^{int} , N_i^c vaut :

$$N_i^c = \sum_k B_k N_{B\bar{B}} \epsilon_{k,i} B_k^{\text{int}} \quad (4.38)$$

Finalement,

$$\mu_i(B_i; B_k) = N_i^f + N_i^s + N_i^c \quad (4.39)$$

Les paramètres inconnus sont les taux de branchement B_i . Ils sont déterminés en maximisant les probabilités P données par (4.36), c'est à dire en maximisant la fonction de vraisemblance :

$$L(B_1, \dots, B_i) = \prod_{j=1}^k \frac{\mu_j(B_1, \dots, B_i)^{N_j} e^{-\mu_j(B_1, \dots, B_i)}}{N_j!} \quad (4.40)$$

ou de manière équivalente le logarithme de L :

$$\begin{aligned} \log L &= \sum_{j=1}^k \left(N_j \log \mu_j - \mu_j - \sum_{l=1}^{N_j} \log l \right) \\ &= \left[\sum_{j=1}^k \left(N_j \log \frac{\mu_j}{N_j} - (\mu_j - N_j) \right) \right] + \left[\sum_{j=1}^k \left(N_j \log N_j - N_j - \sum_{l=1}^{N_j} \log l \right) \right] \end{aligned}$$

Le deuxième terme de la somme est constant et indépendant des taux de branchement B_i . Il peut donc être éliminé de la fonction à maximiser. Pratiquement, la fonction f est minimisée en utilisant le programme MINUIT [46]. f est égale à $-2 \times \log L$ moins les termes constants :

$$f = \sum_{j=1}^k \left(2(\mu_j - N_j) + 2N_j \log \frac{N_j}{\mu_j} \right) \quad (4.41)$$

b) Détermination des nombres d'événements

Pour pouvoir calculer les taux de branchement, il faut pouvoir estimer de manière fiable la contribution, N_i^f , du bruit de fond combinatoire au nombre d'événements observés dans la région du signal. Le fond combinatoire dans les distributions de m_{ES} est décrit par la fonction d'ARGUS (4.29), $f(m_{ES}; A, \xi)$ qui dépend de deux paramètres : A , la normalisation, et ξ qui décrit la forme de la fonction. Ces paramètres sont estimés de la façon suivante :

1. ξ est déterminé lors d'une première étape à partir d'événements de bruit de fond, en utilisant la projection de m_{ES} obtenue en conservant les candidats pour lesquels $50 < \Delta E < 200$ MeV. Comme on l'a observé précédemment, cette région ne contient pas d'événements de signal puisque la variable ΔE est éloignée de 0, ni d'événements mal reconstruits (avec un pion mou en moins) et qui pourraient s'accumuler à des valeurs de m_{ES} proches de la masse du B . Pour les événements contenant deux D^{*0} , la résolution en ΔE est plus importante donc la sélection utilisée sera $\Delta E > 100$ MeV.

La forme obtenue avec cette projection représente la forme du bruit de fond combinatoire de la projection m_{ES} dans la région du signal, c'est à dire permet de calculer ξ . La projection m_{ES} dans la zone supérieure est regroupée dans un histogramme de 40 points de 2,5 MeV/ c^2 entre 5,2 et 5,3 GeV/ c^2 .

ξ est la valeur qui maximise la fonction de vraisemblance suivante :

$$L = \prod_{i=1}^{40} \frac{\mu^{N_i} e^{-f(x_i; A, \xi)}}{N_i!} \quad (4.42)$$

où N_i est le nombre d'événements dans le i^{eme} point de l'histogramme, x_i et la position du centre du i^{eme} point de l'histogramme.

La maximisation de L permet donc d'obtenir ξ caractérisant la forme du bruit de fond combinatoire dans la région du signal. Elle permet également d'estimer σ_ξ , l'erreur sur ce paramètre. Pour avoir une plus grande précision sur ξ , la projection m_{ES} pour $\Delta E > 50$ MeV est réalisée en utilisant tous les candidats du même événement et pas seulement le candidat de meilleur ΔE .

2. A est obtenu, lors d'une deuxième étape, en ajustant la projection en m_{ES} des événements pour lesquels $|\Delta E| < 2,5\sigma_{\Delta E}$. La même fonction de vraisemblance (4.42) est utilisée mais cette fois en fixant la valeur de ξ à celle estimée lors de la première étape et en excluant la région du signal $5,27 < m_{ES} < 5,29$ GeV/c². Une valeur du paramètre de normalisation A de la fonction d'ARGUS est calculée ainsi que son erreur associée σ_A .

Alors N^f , le nombre d'événements de bruit de fond combinatoire dans la région du signal, est l'intégrale de la fonction d'ARGUS entre 5,27 et 5,29 GeV/c² :

$$N^f = \int_{5,27}^{5,29} f(x; A, \xi) dx \quad (4.43)$$

L'erreur sur N^f est :

$$\sigma_{N^f} = \sqrt{\left(\frac{N^f}{A}\right)^2 \sigma_A^2 + \left(\int_{5,27}^{5,29} \frac{\partial f(x; A, \xi)}{\partial \xi} dx\right)^2 \sigma_\xi^2} \quad (4.44)$$

Lorsque les distributions de masse contrainte ne présentent pas de signaux significatifs, une limite à $\alpha = 90$ % de niveau de confiance est établie.

La variable aléatoire est N , le nombre d'événements observés. Si le nombre d'événements attendus est μ , la loi de Poisson s'écrit :

$$P(N|\mu) = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \quad (4.45)$$

La limite supérieure avec le niveau de confiance α est défini [90] comme la fonction $\mu_l(N)$ pour laquelle :

$$P(\mu < \mu_l(N)|\mu) = \alpha \quad (4.46)$$

pour toute valeur de μ . On montre [90] que la valeur de la limite sur le nombre d'événements, μ_l , pour l'observation n , est obtenue en calculant μ_l tel que :

$$\sum_{j=0}^n \frac{\mu_l^j e^{-\mu_l}}{j!} = 1 - \alpha \quad (4.47)$$

La connaissance de μ_l et du nombre d'événements de fond combinatoire permet de déduire une limite sur le nombre d'événements de signal observés et donc aussi sur le taux de branchement du mode étudié.

Pour tenir compte de l'incertitude sur le nombre d'événements de fond combinatoire, une simulation d'un grand nombre (100000) d'expériences fictives est utilisée. Pour chaque expérience simulée, un nombre d'événements observés N est généré suivant une loi de Poisson de valeur moyenne μ . Pour cette expérience, un nombre d'événements de bruit de fond combinatoire est aussi produit aléatoirement suivant une loi gaussienne de moyenne égale à la valeur du nombre d'événements de fond N^f déterminé pour le mode étudié et d'écart-type égale à l'erreur σ_{N^f} sur le fond.

La limite μ_l est alors, de façon équivalente à (4.47), la valeur de μ pour laquelle le nombre d'expériences simulées qui donne un nombre d'événements dans la région du signal, N , inférieur ou égal à n , le nombre observé, est égal à $1 - \alpha$.

L'implémentation de cet algorithme est réalisée par le programme « Calculator for confidence intervals » [91].

c) Les erreurs systématiques

Des erreurs systématiques de diverses sources contribuent à l'erreur totale obtenue sur les taux de branchement calculés. L'effet des incertitudes systématiques sur la mesure finale est calculé en faisant varier la quantité en question successivement de σ et de $-\sigma$. L'erreur systématique associée à la quantité est le changement observé dans la valeur du taux de branchement.

Les sources d'incertitudes systématiques sont :

la statistique de la simulation : les ensembles d'événements simulés et utilisés pour calculer l'efficacité de reconstruction ont une taille finie. L'efficacité de reconstruction est donc accompagnée d'une erreur statistique qui est une source d'incertitude sur le résultat final. Les erreurs sur les efficacités pour le fonctionnement à 1900 V et 1960 V sont corrélées puisque les ensembles utilisés sont les mêmes.

la reconstruction des traces chargées : l'efficacité de reconstruction des traces chargées est connue pendant la période I à 1 % près pour les traces de l'origine, à 1,2 % près pour les traces chambre. Ces incertitudes valent respectivement, dans la période II, 1,3 % et 0,8 %. L'efficacité de reconstruction des pions mous dans la période I est également connue à 2 % près. Enfin, une erreur systématique de 4 % doit être appliquée par K_S^0 utilisé.

la reconstruction des particules neutres : l'efficacité de reconstruction des photons est connue avec une précision de 2,5 % dans la période I et de 5 % dans la période II.

la détermination du bruit de fond : l'erreur sur N^f est une incertitude se reflétant sur la valeur finale des taux de branchement.

l'identification des kaons chargés : pour les deux périodes, l'efficacité de sélection des kaons chargés est connue à 3 % près.

le vertexing : l'erreur statistique obtenue dans la mesure des facteurs de correction à appliquer pour le vertexing (voir 3.5.4) est une autre source d'incertitude. Ces erreurs sont données dans le tableau 3.17.

les taux de branchement intermédiaires : les erreurs sur les taux de branchement des K_S^0 et des mésons charmés interviennent dans le calcul des erreurs systématiques.

le nombre de $B\bar{B}$ produits : il est connu avec une précision de l'ordre de 1,2 %.

la sélection sur ΔE : il existe une différence entre la simulation et les données sur la position de la valeur moyenne de la variable ΔE , égale en moyenne à $\frac{1}{2}\sigma_{\Delta E}$. Cette différence contribue à une incertitude de 5 % sur le résultat final.

d) Vérification à l'aide de la simulation

Pour vérifier l'algorithme de calcul des taux de branchement décrit précédemment, celui-ci a été appliqué sur des événements quelconques de simulation, équivalents à un total de 12 millions de paires $B\bar{B}$ produites à la résonance $\Upsilon(4S)$. Le tableau 4.10 donne les taux de branchement utilisés dans la simulation ainsi que les taux calculés par l'algorithme. Seuls les modes présentant suffisamment d'événements sont indiqués.

Mode	Taux de branchement simulé	Taux de branchement calculé
$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	0,25	$0,18^{+0,08}_{-0,07}$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$	0,5	$0,62^{+0,12}_{-0,11}$
$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	0,5	$0,53^{+0,20}_{-0,17}$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$	1,5	$1,65^{+0,32}_{-0,29}$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$	1,5	$1,21^{+0,42}_{-0,36}$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K_S^0$	0,1	$0,16^{+0,18}_{-0,13}$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0$	0,3	$0,42^{+0,49}_{-0,38}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$	0,25	$0,22^{+0,07}_{-0,06}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K_S^0$	0,25	$0,12^{+0,14}_{-0,10}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$	0,5	$0,34^{+0,26}_{-0,14}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$	0,5	$0,32^{+0,16}_{-0,15}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0$	0,5	$0,48^{+0,25}_{-0,20}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	1,5	$0,86^{+0,50}_{-0,43}$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0$	1,5	$1,2^{+0,75}_{-0,63}$
$B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$	0,05	$0,17^{+0,10}_{-0,08}$
$B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$	0,1	$0,06^{+0,05}_{-0,04}$
$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$	0,1	$0,17^{+0,10}_{-0,08}$
$B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	0,3	$0,48^{+0,15}_{-0,13}$

TAB. 4.10 – Taux de branchement calculés sur la simulation Monte Carlo (en%)

4.4.3 Résultats finaux

Pour calculer les taux de branchement, toutes les combinaisons $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ avec au moins un $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ sont utilisées, sauf pour les modes $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$, $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ et $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$ pour lesquels les mesures de tous les canaux sont combinées. Les nombres d'événements de fond ainsi que les nombres d'événements observés dans la région du signal sont regroupés dans les tableaux D.1 à D.6 de l'annexe D.

Le tableau 4.11 donne les taux de branchement ou les limites à 90 % de niveau

de confiance obtenues par l'analyse présentée. Les modes symétriques d'isospin sont indiqués face à face. Dans le cas où il existe un signal mais qui n'est pas assez significatif, les deux options sont présentées. La première erreur mentionnée est l'erreur statistique et la seconde, l'erreur systématique totale. Les contributions des différentes sources d'erreurs systématiques sont indiquées dans les tables E.1 à E.3 de l'annexe E.

Diagrammes externes			
$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	$0,12^{+0,04}_{-0,03} \pm 0,02$	$0,22^{+0,09}_{-0,08} \pm 0,04$ $< 0,35$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K^0$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$	$0,30 \pm 0,04 \pm 0,04$	$0,30^{+0,19}_{-0,17} \pm 0,09$ $< 0,50$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K^0$
$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	$0,50 \pm 0,09 \pm 0,08$	$0,47^{+0,11}_{-0,10} \pm 0,06$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K^0$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$	$1,09 \pm 0,12 \pm 0,15$	$1,32^{+0,34}_{-0,31} \pm 0,22$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K^0$
Diagrammes internes			
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0$	$0,05^{+0,04}_{-0,03} \pm 0,02$ $< 0,29$	$< 0,02$	$B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^0 +$ $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^0$	$< 0,34$	$< 0,09$	$B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$
		$0,12^{+0,04}_{-0,03} \pm 0,02$	$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^0$	$0,36^{+0,28}_{-0,26} \pm 0,14$ $< 1,28$	$0,11 \pm 0,04 \pm 0,02$	$B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$
Diagrammes externes + internes			
$B^0 \rightarrow D^+ D^- K^0$	$< 0,20$	$0,14 \pm 0,03 \pm 0,02$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$
$B^0 \rightarrow D^{*+} D^- K^0 +$ $B^0 \rightarrow D^+ D^{*-} K^0$	$0,58^{+0,14}_{-0,13} \pm 0,10$	$0,15^{+0,08}_{-0,07} \pm 0,04$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$
		$0,48 \pm 0,08 \pm 0,08$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$
$B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-} K^0$	$0,76^{+0,17}_{-0,15} \pm 0,11$	$0,59^{+0,20}_{-0,19} \pm 0,12$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$
Total externes et externes+internes			
$B^0 \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$	$3,48^{+0,28}_{-0,26} \pm 0,44$	$3,67^{+0,47}_{-0,44} \pm 0,5$	$B^+ \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$
Total			
$B^0 \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$	$4,13^{+0,40}_{-0,37} \pm 0,54$	$4,07^{+0,48}_{-0,44} \pm 0,55$	$B^+ \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$

TAB. 4.11 – Taux de branchement et limites à 90 % de niveau de confiance $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ (en %)

Deux totaux sont présentés dans le tableau. Le premier représente la somme des modes externes et externes + internes, qui sont presque tous mesurés. Pour le mode $B^0 \rightarrow D^+ D^- K_S^0$, seule une limite est obtenue. Pour calculer la somme, la mesure du mode symétrique d'isospin ($B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$) est utilisée.

Le second total est la somme de tous les modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$. Pour l'obtenir, les hypothèses suivantes ont été faites, en utilisant la symétrie d'isospin entre modes neutres et chargés [92] :

- $B(B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+) = \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} B(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0)$,
- $B(B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+) = B(B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+)$,
- $B(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^0 + B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^0) = 2 \times \frac{\tau_{B^0}}{\tau_{B^+}} B(B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+)$,
- $B(B^0 \rightarrow D^+ D^- K^0) = \frac{\tau_{B^0}}{\tau_{B^+}} B(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+)$.

Le taux moyen $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ dans les modes externes et externes + internes est donc mesuré égal à :

$$\boxed{B(B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K) = 3,54 \pm 0,23 \pm 0,45 \%} \quad (4.48)$$

Le taux moyen pour tous les modes, avec les hypothèses mentionnées plus haut est :

$$B(B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K) = 4,11 \pm 0,3 \pm 0,53 \% \quad (4.49)$$

Les erreurs sur les taux de branchement somme et moyen sont dominées par les erreurs systématiques. La plus grande contribution aux incertitudes systématiques provient des erreurs sur les taux de branchement des particules intermédiaires, en particulier celui des $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, ainsi que de l'incertitude sur les efficacités des identifications de kaons chargés.

On peut remarquer que, comme attendu, les taux de branchement des modes internes (ou supprimés de couleur) sont plus faibles que ceux des autres modes, et que les modes avec des D^* ont des taux de branchement plus élevés que les modes avec des D , ce qui contredit les prédictions des calculs théoriques effectués pour les modes $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{(*)0} K^+$ [93]. De plus, les modes $\bar{D} D^* K$ où le W donne un D^* semblent avoir des taux de branchement plus élevés que les modes $\bar{D}^* D K$ où le W donne un D . Ceci pourrait s'expliquer par la présence d'une résonance D_s^{**} se désintégrant en $D^* K$ mais pas en DK .

4.5 Analyse de Dalitz des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$

4.5.1 Diagrammes de Dalitz

Les figures 4.23 et 4.24 représentent les diagrammes de Dalitz des modes $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$ et $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$. Ces modes sont ceux dans lesquels le plus grand nombre d'événements sont reconstruits. Les signaux obtenus sont également assez purs.

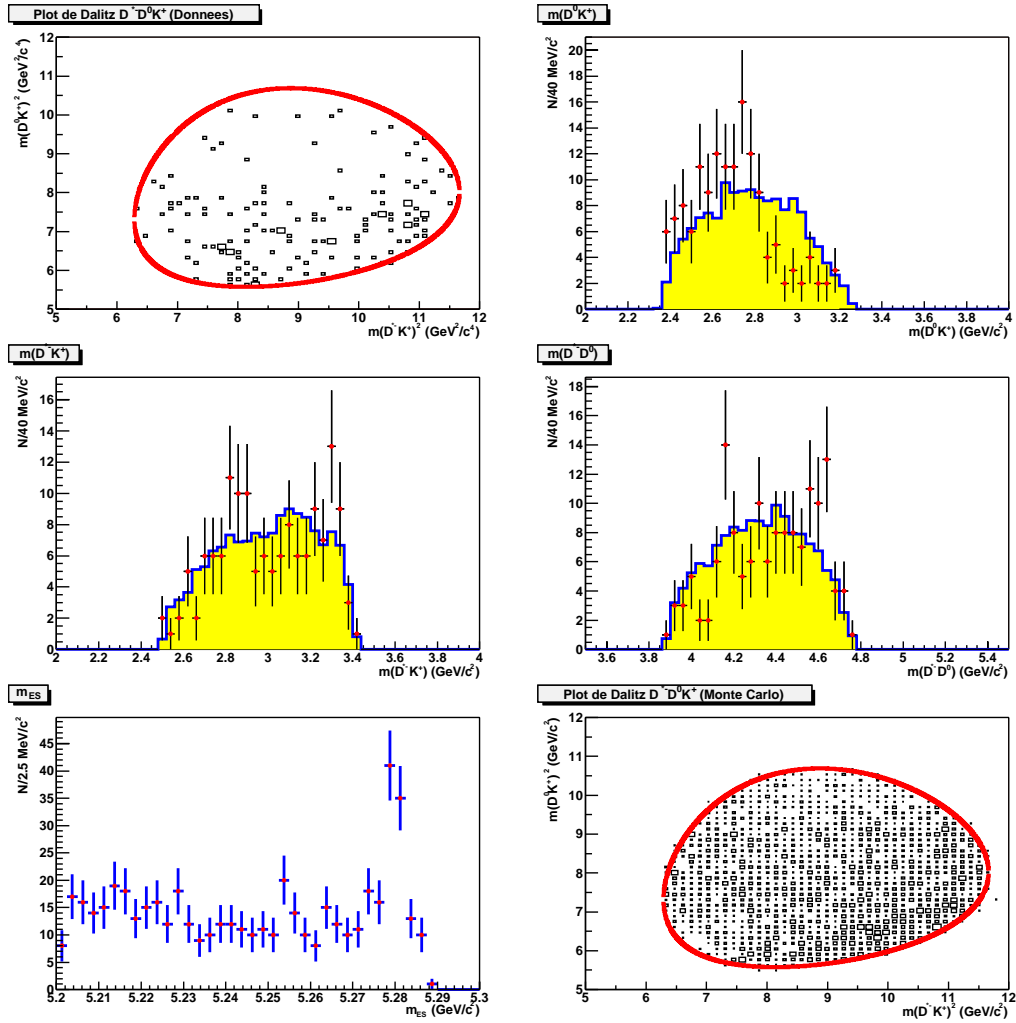


FIG. 4.23 – Diagramme de Dalitz du mode $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$

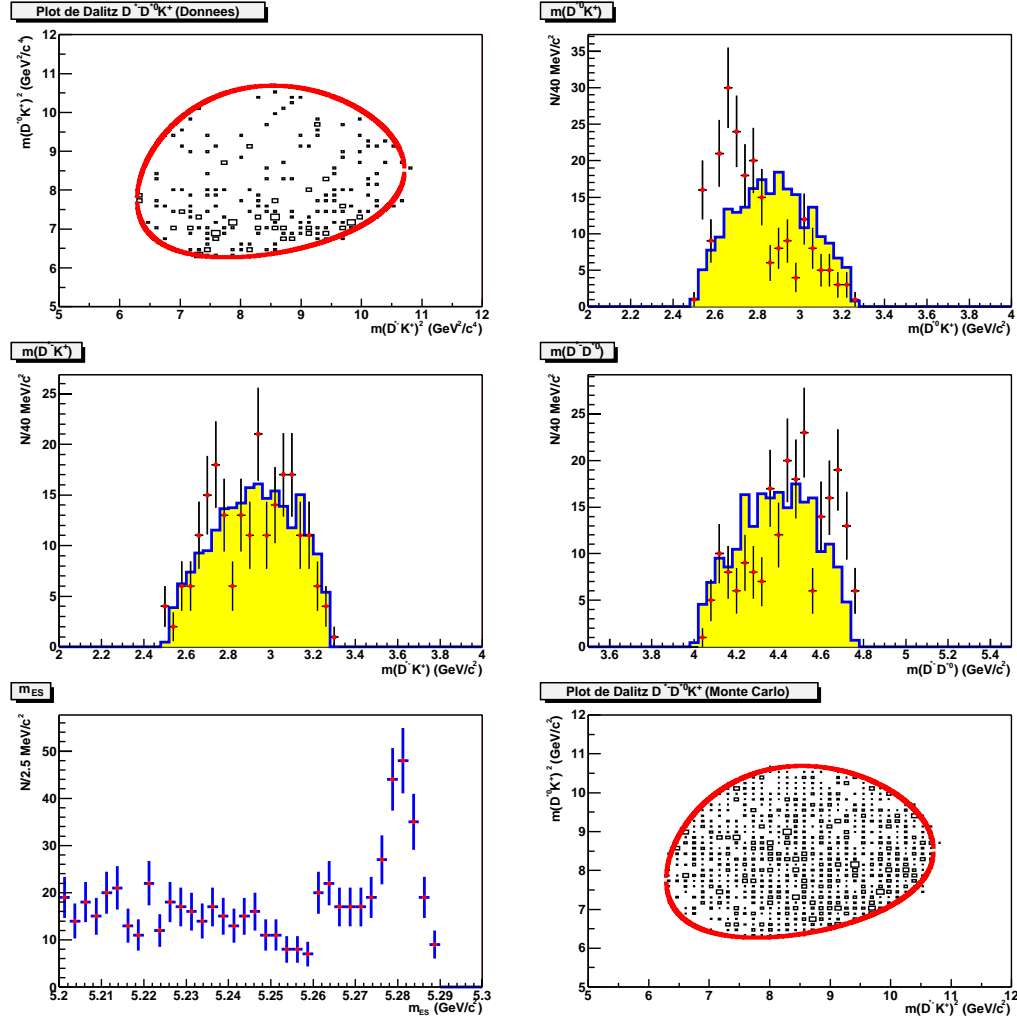


FIG. 4.24 – Diagramme de Dalitz du mode $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$

Ces figures donnent le diagramme de Dalitz des événements présents dans la région du signal, pour la variable $m(D^{(*)0} K^+)^2$ en fonction de la variable $m(D^{*-} K^+)^2$, ainsi que les projections des variables $m(D^{(*)0} K^+)$, $m(D^{*-} K^+)$ et $m(D^{*-} D^{(*)0})$.

Les histogrammes pleins représentent les mêmes quantités obtenues à partir de la simulation, où les désintégrations suivent le modèle « Espace de phase ». La distribution de masse contrainte des données et le diagramme de Dalitz des événements de simulation figurent également.

On peut remarquer dans les deux cas, une accumulation d'événements dans la région basse du diagramme de Dalitz, c'est à dire pour des petites valeurs de $m(D^{(*)0} K^+)$. Cette accumulation n'est pas présente dans la simulation, qui ne contient pas de résonance.

Cette accumulation peut s'interpréter par la présence dans la chaîne de désintégration, d'une résonance large $D_{s0}^{*+} \rightarrow D^0 K^+$ et $D_{s1}^{*+} \rightarrow D^{*0} K^+$ dont la masse centrale se situe près de la limite cinématique $m(D^{(*)0}) + m(K^+)$. Un plus grand nombre d'événements serait néanmoins nécessaire pour pouvoir caractériser avec plus de précision le mécanisme de désintégration.

4.5.2 Recherche de résonances étroites

Deux résonances étroites D_s^{**} peuvent intervenir dans les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K : D_{s1}(2536)^+$ et $D_{s2}(2573)^+$.

a) $D_{s1}(2536)^+$

Cette résonance se désintègre en $D^* K$ donc pour l'étudier, la quantité $\Delta m = m(D^{*0} K^+) - m(D^{*0})$ est calculée et sommée pour tous les candidats B présents dans les régions du signal des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ où elle peut intervenir (c'est à dire les modes $B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$, $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$). Cela représente un total de $496,1 \pm 39,9$ événements de signal $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{*0} K^+$ et 810 ± 34 événements de fond.

La figure 4.25 montre la distribution de Δm sur toute l'étendue cinématiquement possible pour les événements de la région du signal (histogramme blanc). L'histogramme plein correspond à la distribution observée pour des événements de fond avec $m_{ES} < 5,26 \text{ GeV}/c^2$ et normalisée au nombre d'événements de fond combinatoire dans la région du signal. On peut remarquer une accumulation d'événements au voisinage de la valeur de Δm attendue pour $D_{s1}(2536)^+$ ($\Delta m = 529 \text{ MeV}/c^2$) et qui est indiquée par une flèche.

La distribution de masse invariante $m(D^{*0} K^+)$ pour la simulation est donnée sur la figure 4.24. Sa forme est identique à celle du fond combinatoire.

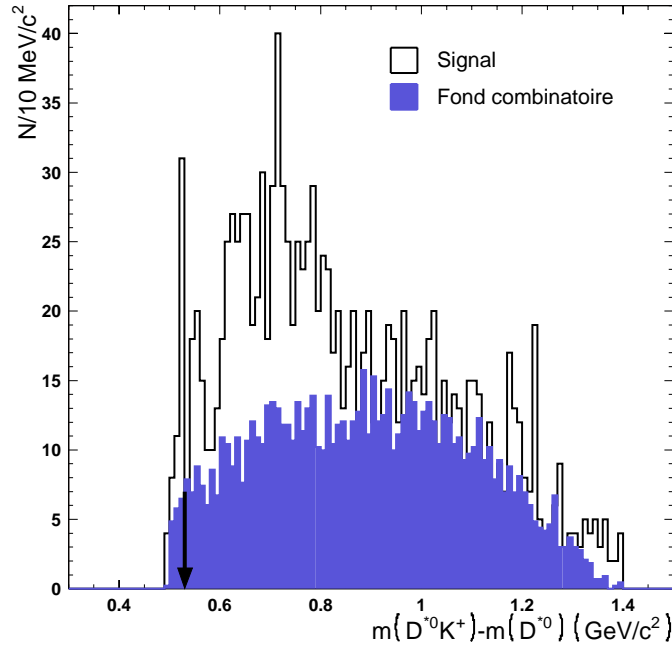


FIG. 4.25 – Distribution de $\Delta m = m(D^{*0}K^+) - m(D^{*0})$ des événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{*0}K^+$

Pour déterminer le nombre d'événements présents dans le pic, la distribution au voisinage du seuil est ajustée par une fonction qui est la somme d'une gaussienne et de la fonction f représentant le fond combinatoire :

$$f(x) = N(x - x_0)^\beta e^{\alpha(x - x_0)} \quad (4.50)$$

Le résultat de l'ajustement est donné sur la figure 4.26. Un total de $18,1 \pm 5,6$ événements est estimé. La gaussienne représentant le signal est centrée sur $\Delta m = 527 \pm 1 \text{ MeV}/c^2$, ce qui est compatible avec la valeur attendue [3]. La résolution de la gaussienne vaut $\sigma_{\Delta m} = 1,9 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$, valeur voisine de celles obtenues dans le cas des désintégrations $D^* \rightarrow D\pi$.

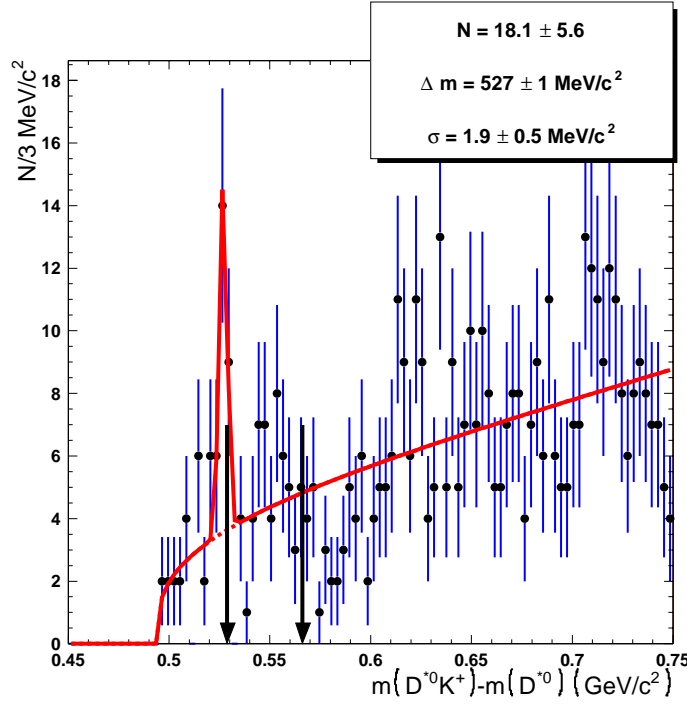


FIG. 4.26 – Distribution de $\Delta m = m(D^{*0}K^+) - m(D^{*0})$ des événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{*0} K^+$

Ce résultat permet d'estimer la contribution de la résonance $D_{s1}(2536)^+$ aux désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{*0} K^+$:

$$\frac{n(B \rightarrow D_{s1}(2536)^+ \bar{D}^{(*)}) \times B(D_{s1}^+ \rightarrow D^{*0} K^+)}{n(B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{*0} K^+)} = 3,6 \pm 1,2 \% \quad (4.51)$$

ou une limite à 90 % de niveau de confiance :

$$\frac{n(B \rightarrow D_{s1}(2536)^+ \bar{D}^{(*)}) \times B(D_{s1}^+ \rightarrow D^{*0} K^+)}{n(B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{*0} K^+)} < 6,4 \% \quad (4.52)$$

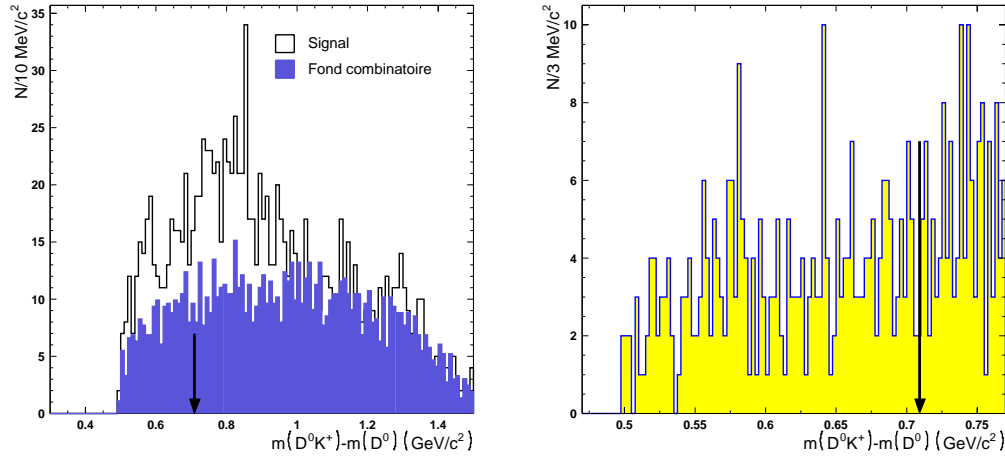
Les distributions de Δm de chaque mode sont ajustées en fixant les paramètres de valeur centrale et de résolution de la gaussienne de signal aux valeurs trouvées pour la distribution somme, permettant ainsi d'obtenir des valeurs des rapports des taux de branchement ou des limites supérieures à 90 % de niveau de confiance :

Mode	$\frac{B(B \rightarrow D_{s1}(2536)^+ \bar{D}^{(*)}) \times B(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*0} K^+)}{B(B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{*0} K^+)}$
$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	$< 16,9 \%$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$	$5,1 \pm 2,3 \%$ ($< 10,3 \%$)
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$	$2,8 \pm 1,7 \%$ ($< 5,9 \%$)
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	$5,8 \pm 2,9 \%$ ($< 11,8 \%$)

TAB. 4.12 – Rapports des taux de branchement

b) $D_{s2}^*(2573)^+$

De la même façon, la distribution de $\Delta m = m(D^0 K^+) - m(D^0)$ pour les modes $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$, $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$ est représentée sur la figure 4.27. La valeur de Δm pour la résonance ($\Delta m = 709 \text{ MeV}/c^2$) est indiquée par une flèche.

FIG. 4.27 – Distribution de $\Delta m = m(D^0 K^+) - m(D^0)$ des événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^0 K^+$

Le nombre d'événements de signal utilisé est de $385,4 \pm 37,4$, pour $87,8 \pm 3,1$ événements de fond combinatoire, ce qui permet de donner la limite à 90 % de niveau de confiance suivante pour la contribution de la résonance $D_{s2}^*(2573)^+$ aux désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^0 K^+$ (cette désintégration est interdite à l'arbre

mais pourrait être possible à cause des interactions dans l'état final) :

$$\frac{n(B \rightarrow D_{s2}^* (2573)^+ \bar{D}^{(*)}) \times B(D_{s2}^{*+} \rightarrow D^0 K^+)}{n(B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^0 K^+)} < 2,7 \% \quad (4.53)$$

Cette étude constitue les premiers résultats concernant les compositions en résonances D_s^{**} des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$. L'étude complète de Dalitz des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ nécessite des lots plus purs et plus conséquents d'événements et pourra être réalisée de façon plus précise avec les événements prochainement disponibles dans l'expérience BABAR.

Conclusions

A partir des analyses présentées ici, des quantités concernant deux domaines différents du programme de physique de BABAR ont été déterminées : les échelles de longueur du détecteur et les taux de branchement des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$.

Les échelles de longueur du détecteur BABAR

En utilisant les interactions nucléaires dans la matière proche de la région d'interaction, principalement dans le tube à vide, les échelles de longueur e_R dans le plan transverse et e_z selon l'axe de collision ont été estimées :

$$e_R = 99,98 \pm 0,23 \%$$

$$e_z = 100,04 \pm 0,11 \%$$

Les erreurs sur ces quantités ont été utilisées pour établir les erreurs systématiques, associées à l'incertitude sur la détermination des longueurs par le détecteur, dans les mesures :

- du temps de vie des mésons D (échelle radiale),
- du temps de vie des leptons τ (échelle radiale),
- du temps de vie des mésons B (échelle longitudinale),
- de la fréquence d'oscillation des mésons B^0 (échelle longitudinale).

La valeur de l'erreur systématique due à l'échelle de longueur est grâce à cette méthode inférieure dans tous les cas à 1 % et, de ce fait, n'est pas l'erreur principale de ces mesures.

Cependant, les analyses utilisant le calcul de l'échelle longitudinale ont multiplié les erreurs obtenues par un facteur 2 de sécurité. En effet, l'échelle est calculée pour des points éloignés de l'origine et doit être extrapolée au point d'interaction où se font les mesures de temps de vie et de fréquence d'oscillation des B . Pour essayer de réduire ce facteur, la même analyse sera répétée en utilisant un deuxième

ensemble de points de référence qui permettra de voir si l'échelle en z dépend de l'endroit où elle est calculée. Les points qui seront utilisés sont les points de fixation des aimants permanents qui se situent au delà du tube à vide. Les aimants se situant à la limite du volume de détection, il faut accumuler une grande statistique avant de pouvoir mesurer avec une précision suffisante leur position.

Les taux de branchement des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$

En analysant $51 fb^{-1}$ de données enregistrées sur la résonance $\Upsilon(4S)$, les taux de branchement de 15 modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ ont été calculés en utilisant une technique de reconstruction exclusive, des limites pour les 7 autres modes ont été établies.

La précision des mesures déjà existantes a été beaucoup améliorée. Certains de ces modes ont été observés pour la première fois et cette analyse est la première à mesurer tous les modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ simultanément. Certaines limites sont proches des taux de branchement attendus, si bien qu'il devrait être possible d'observer la totalité des modes avec plus de statistique. Les $100 fb^{-1}$ de données qui seront disponibles à l'été 2002 devront permettre de mesurer tous les modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ avec une bonne précision.

L'existence des modes combinaisons d'états propres de CP , $B^0 \rightarrow D^+D^-K_S^0$, $B^0 \rightarrow D^{*-}D^+K_S^0$ et $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K_S^0$ a été établie. Ces modes pourront être utilisés dans le futur, avec un grand nombre d'événements, pour déterminer à la fois $\sin(2\beta)$ et $\cos(2\beta)$ [30, 28].

Une des motivations de cette étude était de comprendre la provenance des D de mauvais signe ($B \rightarrow DX$) dans les désintégrations des mésons beaux. La somme des taux de branchement $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ dans les modes externes et externes + internes est trouvée égale à :

$$B(B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K) = 3,54 \pm 0,51 \%$$

valeur qu'il faut comparer au taux de production des D de mauvais signe [74] :

$$B(B \rightarrow DX) = 8,1 \pm 2,5 \%$$

Même si la précision de la dernière mesure n'est pas très grande, on peut constater que les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ représentent approximativement la moitié des désintégrations donnant des D de mauvais signe.

Pour essayer de comprendre où chercher les D de mauvais signe restant, on peut utiliser des événements $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$ où un des deux B chargé est complètement reconstruit dans un mode du type $B^- \rightarrow D^{(*)0} h^-$ où $h = \pi, \rho$ ou a_1 . Ces modes ont des taux de branchement de l'ordre de 1 %, des efficacités de reconstruction élevée et peu de bruit de fond. Connaissant déjà un hémisphère de l'événement, il est possible de reconstruire avec les particules restantes des mésons D . Puisque l'on connaît la charge du B manquant, on sait si le D reconstruit est de bon signe ou de mauvais signe.

La connaissance des paramètres du $\Upsilon(4S)$ et du B chargé complètement reconstruit permet de déduire le quadri-vecteur du B manquant. La figure 4.28 représente, dans le référentiel du B manquant, l'impulsion des D de bon signe et de mauvais signe.

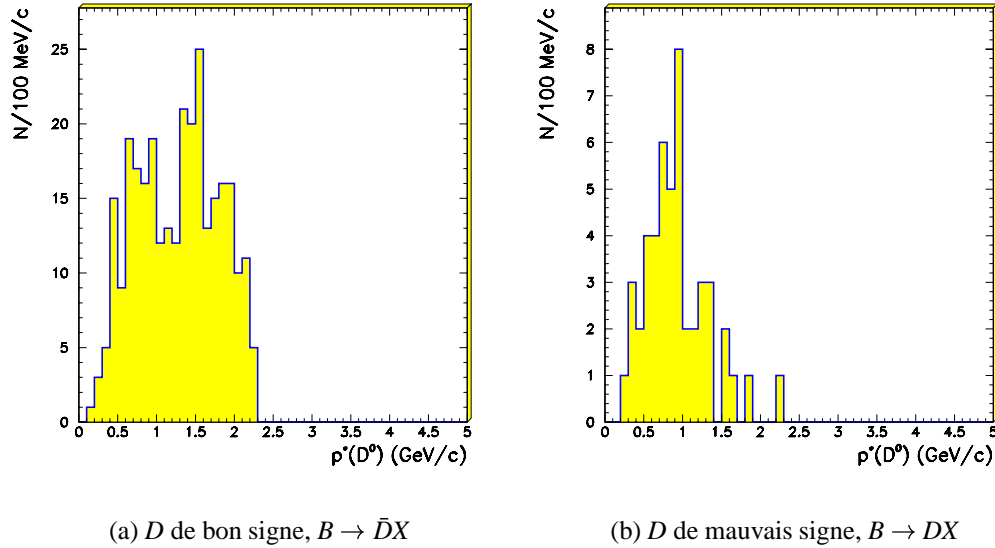


FIG. 4.28 – Distribution de l'impulsion des mésons D dans le référentiel du B

Les D de bon signe peuvent provenir de désintégrations en deux corps $B \rightarrow \bar{D}\pi$ par exemple et peuvent avoir une impulsion élevée. Les D de mauvais signe ont une impulsion plus faible que les D de bon signe : ils proviennent donc de désintégrations en au moins trois corps dont les $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ font partie. Les autres désintégrations en plus de trois corps qui peuvent combler le déficit peuvent être : $B \rightarrow D^{*}\bar{D}^{(*)}K$, $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K^*$ ou $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K\pi$.

La reconstruction exclusive de ces modes dans BABAR est possible mais le bruit de fond étant déjà très élevé pour les modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, on peut s'attendre à ce qu'il soit encore plus élevé pour les désintégrations en 4 corps.

Une méthode alternative serait d'utiliser les événements avec un B complètement reconstruit et de regarder les masses manquantes à $D^{(*)}K\pi$. Cette reconstruction inclusive demande néanmoins beaucoup de statistique pour avoir un lot de B complètement reconstruits suffisamment conséquent.

ANNEXE A

Sélections de D pour les $B \rightarrow D^{()}\bar{D}^{(*)}K$*

Les tableaux A.1 à A.4 résument les sélections utilisées pour reconstruire les modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$. Lorsque la sélection est différente suivant le méson (D ou \bar{D}), le méson auquel s'applique la sélection est indiqué entre parenthèses.

Dans la plupart des cas, au moins un des deux D doit se désintégrer en $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ou $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. Toutes les combinaisons sont considérées pour les modes $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$, $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K_S^0$ et $B^+ \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^+$.

Les sélections utilisées sont celles décrites dans la section 3.5. En résumé, elles sont :

Minimale : la sélection minimale appliquée lors de la présélection des événements et donnée dans les tables 3.12 à 3.15,

K minimale : la sélection minimale ou « NotAPion » est appliquée au K chargé,

K sévère : la sélection sévère ou « KTight » est appliquée au K chargé,

p(χ^2) > 0,1 % : sélection sur la probabilité de χ^2 du vertex des traces chargées,

DalW > 10 : le poids de Dalitz (voir la section 3.5.3) doit être supérieur à 10 pour les désintégrations $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$,

4 GTL : pour la désintégration $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, les quatre traces chargées doivent être des traces « chambre » ou « GoodTracksLoose » (GTL).

Mode du deuxième D				
Sélection	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$
Minimale	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+ (D^{*-})$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+ (D^{*-})$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0 (D^{*-})$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0 (D^{*+})$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0 (D^{*0})$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0 (D^{*+})$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$
+ K Minimale	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+ (D^0)$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0 (D^0)$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+ (D^{*-})$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+ (D^{*-})$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0 (D^{*+})$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+ (D^{*0})$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0 (D^{*0})$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0$	$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0$
$p(\chi^2) > 0,1 \%$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K_S^0$ $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K_S^0$ $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K_S^0$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+ (D^0)$ $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K_S^0$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+ (D^{*0})$ $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0 (D^{*+})$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K_S^0$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$ $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K_S^0$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+ (D^{*-})$ $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0 (D^{*+})$	$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K_S^0$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K_S^0$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$ $B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$

TAB. A.1 – Sélections $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ utilisées pour les $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$

Sélection	Mode du deuxième D			
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$
Minimale	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0 (D^{*-})$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$
+ K Sévère				$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$ $B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$
+ DalW > 10	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K_S^0$ $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K_S^0$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+ (D^0)$		
$p(\chi^2) > 0,1 \%$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0 (D^0)$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+ (D^{*-})$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$	$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$ $B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K_S^0$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K_S^0$

TAB. A.2 – Sélections $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ utilisées pour les $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$

Sélection	Mode du deuxième D			
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$
Minimale	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+ (D^{*+})$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+ (D^{*+})$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0 (D^{*+})$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+ (D^{*+})$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$ $B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$ $B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$
+ K Sévère	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0 (D^{*+})$			$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$
$p(\chi^2) > 0,1 \%$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+ (D^0)$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+ (D^{*0})$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0 (D^0)$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0 (D^{*0})$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+ (D^0)$ $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$ $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K_S^0$
+ 4 GTL	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K_S^0$ $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K_S^0$ $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$			$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$ $B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$ $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K_S^0$

TAB. A.3 – Sélections $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ utilisées pour les $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$

Sélection	Mode du deuxième D			
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$
Minimale et $p(\chi^2) > 0,1\%$	$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0$	
	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0$	$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0$	
	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0$	$B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$	$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$	
	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K_S^0$			
	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K_S^0$			
	$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$			
+ K sévère et $p(\chi^2) > 0,1\%$	$B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$			
	$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$			
	$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	$B^0 \rightarrow D^+ D^- K_S^0$
	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$	$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	$B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$
	$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K_S^0$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K_S^0$	
	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K_S^0$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K_S^0$	$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$	

TAB. A.4 – Sélections $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ utilisées pour les $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$

ANNEXE B

Résolutions en m_{ES} et ΔE des modes $$B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$$

Les tableaux B.1 à B.5 présentent les résolutions obtenues avec la simulation sur les variables m_{ES} et ΔE . Il sera fait l'hypothèse que les résolutions sont identiques sur les données.

Mode	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	
	m_{ES} (GeV/c ²)	ΔE (GeV)	m_{ES} (GeV/c ²)	ΔE (GeV)	m_{ES} (GeV/c ²)	ΔE (GeV)
$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	$2,6 \pm 0,1$	$6,4 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,2$	$7,6 \pm 0,5$	$2,8 \pm 0,2$	$7,1 \pm 0,4$
$B^0 \rightarrow D^+ D^- K_S^0$	$2,5 \pm 0,1$	$6,3 \pm 0,3$				
$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	$3,1 \pm 0,1$	$9,4 \pm 0,4$	$3,2 \pm 0,3$	$8,4 \pm 1$	$2,7 \pm 0,4$	$9,4 \pm 1,2$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0$	$2,6 \pm 0,1$	$5,8 \pm 0,2$	$2,8 \pm 0,2$	$8,4 \pm 0,7$	$2,7 \pm 0,2$	$6,8 \pm 0,5$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K_S^0$	$2,7 \pm 0,1$	$6 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,2$	$8,1 \pm 0,6$	$2,6 \pm 0,2$	$6,2 \pm 0,4$
$B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$	$2,5 \pm 0,1$	$7,2 \pm 0,3$				
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K_S^0$	$3,2 \pm 0,2$	$8,7 \pm 0,5$	$3,8 \pm 0,4$	$9,6 \pm 0,9$	$3,1 \pm 0,4$	$10,9 \pm 1,6$
$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$	$2,6 \pm 0,1$	$7 \pm 0,3$	$3,1 \pm 0,2$	$7,1 \pm 0,4$	$2,6 \pm 0,1$	$7,1 \pm 0,4$
$B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$	$2,6 \pm 0,1$	$7 \pm 0,3$	$3,1 \pm 0,2$	$7,1 \pm 0,4$	$2,6 \pm 0,1$	$7,1 \pm 0,4$

TAB. B.1 – Résolutions des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ contenant un $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

Mode	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	
	m_{ES} (GeV/c ²)	ΔE (GeV)	m_{ES} (GeV/c ²)	ΔE (GeV)	m_{ES} (GeV/c ²)	ΔE (GeV)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K_S^0$	$2,6 \pm 0,1$	$6,3 \pm 0,1$	$3 \pm 0,1$	$7,9 \pm 0,3$	$2,7 \pm 0,1$	$6,7 \pm 0,2$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K_S^0$	$3,3 \pm 0,1$	$11,1 \pm 0,5$	$3,4 \pm 0,2$	$12,1 \pm 0,9$	$3,5 \pm 0,3$	$7,2 \pm 0,6$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$	$3,1 \pm 0,1$	$8,7 \pm 0,5$	$3,6 \pm 0,3$	$10,5 \pm 1,3$	$3,6 \pm 0,3$	$7,5 \pm 0,9$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0$	$4,2 \pm 0,2$	$13,6 \pm 1$	$5 \pm 0,7$	$13,7 \pm 2,6$	$4,1 \pm 0,4$	$14,3 \pm 1,7$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$	$2,6 \pm 0,1$	$6,7 \pm 0,1$	$2,8 \pm 0,1$	$8,4 \pm 0,3$	$2,6 \pm 0,1$	$6,4 \pm 0,3$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$	$3 \pm 0,1$	$8,4 \pm 0,3$	$3,3 \pm 0,2$	$10 \pm 0,8$	$3,4 \pm 0,2$	$8,2 \pm 0,5$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$	$3 \pm 0,1$	$8,4 \pm 0,3$	$3,3 \pm 0,2$	$10 \pm 0,8$	$3,4 \pm 0,2$	$8,2 \pm 0,5$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0$	$2,5 \pm 0,1$	$6,2 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,1$	$7,3 \pm 0,4$	$2,5 \pm 0,1$	$5,6 \pm 0,4$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	$4,1 \pm 0,2$	$12,8 \pm 1$	$4,7 \pm 0,4$	$16,6 \pm 1,3$	$3,9 \pm 0,4$	$11,9 \pm 1,6$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0$	$3 \pm 0,2$	$9,5 \pm 0,6$	$3,2 \pm 0,3$	$13 \pm 1,6$	$2,9 \pm 0,2$	$10 \pm 1,1$

TAB. B.2 – Résolutions des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ contenant un $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Mode	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	
	m_{ES} (GeV/c ²)	ΔE (GeV)	m_{ES} (GeV/c ²)	ΔE (GeV)	m_{ES} (GeV/c ²)	ΔE (GeV)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$2,6 \pm 0,1$	$6,1 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,1$	$7,7 \pm 0,4$	$2,5 \pm 0,1$	$5,8 \pm 0,3$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$2,7 \pm 0,1$	$6,9 \pm 0,3$	$3,3 \pm 0,3$	$8,7 \pm 0,7$	$2,5 \pm 0,2$	$8,1 \pm 0,6$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$2,6 \pm 0,1$	$7,2 \pm 0,3$	$2,7 \pm 0,2$	$9,1 \pm 0,9$	$2,4 \pm 0,2$	$6,9 \pm 0,6$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$3 \pm 0,1$	$6,8 \pm 0,4$				

TAB. B.3 – Résolutions du mode $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$

Mode	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	
	$m_{ES} \text{ (GeV/c}^2\text{)}$	$\Delta E \text{ (GeV)}$	$m_{ES} \text{ (GeV/c}^2\text{)}$	$\Delta E \text{ (GeV)}$	$m_{ES} \text{ (GeV/c}^2\text{)}$	$\Delta E \text{ (GeV)}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$2,6 \pm 0,1$	$6,7 \pm 0,3$	$3,1 \pm 0,2$	$7,3 \pm 0,5$	$2,8 \pm 0,2$	$6,4 \pm 0,6$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$			$2,9 \pm 0,5$	$8,3 \pm 1,8$	$2,4 \pm 0,8$	$8,7 \pm 2,5$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$					$2,5 \pm 0,3$	$6,8 \pm 1,1$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$2,9 \pm 0,3$	$7,9 \pm 0,2$	$3,2 \pm 1$	$3,1 \pm 0,8$	$3,1 \pm 0,6$	$7,4 \pm 1,5$

TAB. B.4 – Résolutions du mode $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$

Mode	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	
	m_{ES} (GeV/c ²)	ΔE (GeV)	m_{ES} (GeV/c ²)	ΔE (GeV)	m_{ES} (GeV/c ²)	ΔE (GeV)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$2,5 \pm 0,1$	$6,8 \pm 0,2$	$3 \pm 0,2$	$8,8 \pm 0,7$	$2,5 \pm 0,2$	$8,5 \pm 0,6$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$			$3,4 \pm 0,4$	$8,7 \pm 2,1$	$2,4 \pm 0,5$	$9 \pm 2,4$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$					$3,3 \pm 0,4$	$7,6 \pm 1$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$2,8 \pm 0,2$	$9,7 \pm 1,1$	$3,2 \pm 0,4$	$11,7 \pm 6,1$	$3 \pm 0,4$	$9,2 \pm 1,5$

TAB. B.5 – Résolutions du mode $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$

ANNEXE C

Efficacités de reconstruction des modes $B \rightarrow D^{()}\bar{D}^{(*)}K$*

Les tableaux C.1 à C.5 résument les efficacités obtenues dans la reconstruction des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, pour les différentes périodes de fonctionnement et en tenant compte de toutes les corrections.

Mode	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$			$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$			$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^+$		
	1900 V	1930 V	1960 V	1900 V	1930 V	1960 V	1900 V	1930 V	1960 V
$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	9,6 ± 0,4	10,3 ± 0,3	10,2 ± 0,5	2,3 ± 0,2	2,7 ± 0,2	2,4 ± 0,2		2 ± 0,1	
$B^0 \rightarrow D^+ D^- K_S^0$	2,8 ± 0,2	3,8 ± 0,2	2,9 ± 0,2						
$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	3,3 ± 0,3	3,5 ± 0,2	3,5 ± 0,3	0,9 ± 0,1	1,1 ± 0,1	1 ± 0,1		1,1 ± 0,1	
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0$	3,6 ± 0,3	4,6 ± 0,2	3,8 ± 0,3	1,3 ± 0,2	1,7 ± 0,1	1,3 ± 0,2	1,1 ± 0,1	1,5 ± 0,1	1,1 ± 0,2
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K_S^0$	7,5 ± 0,4	8,6 ± 0,3	7,8 ± 0,4	1,6 ± 0,2	2,3 ± 0,1	1,7 ± 0,2	1,4 ± 0,2	2,7 ± 0,2	1,4 ± 0,2
$B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$	3,5 ± 0,3	4,4 ± 0,2	3,7 ± 0,3						
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K_S^0$	3,1 ± 0,2	3,7 ± 0,2	3,2 ± 0,3	1 ± 0,1	1 ± 0,1	1 ± 0,1	0,5 ± 0,1	0,8 ± 0,1	0,6 ± 0,1
$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$	5,1 ± 0,3	5,4 ± 0,3	5,4 ± 0,3	1,8 ± 0,2	1,8 ± 0,1	1,9 ± 0,2	1,4 ± 0,2	1,9 ± 0,1	1,4 ± 0,2
$B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$	5,1 ± 0,3	5,4 ± 0,3	5,4 ± 0,3	1,8 ± 0,2	1,8 ± 0,1	1,9 ± 0,2	1,4 ± 0,2	1,9 ± 0,1	1,4 ± 0,2

TAB. C.1 – Efficacités (en %) des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ contenant un $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

Mode	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$			$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$			$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$		
	1900 V	1930 V	1960 V	1900 V	1930 V	1960 V	1900 V	1930 V	1960 V
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K_S^0$	$11,4 \pm 0,5$	$14,3 \pm 0,4$	$11,9 \pm 0,5$	$3,5 \pm 0,3$	$4,9 \pm 0,2$	$3,6 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,2$	$3,5 \pm 0,3$	$2,6 \pm 0,3$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K_S^0$	$5,2 \pm 0,3$	$7 \pm 0,3$	$5,6 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,2$	$2,1 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,3$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+ (D^{*-})$	$3,6 \pm 0,3$	$4,1 \pm 0,2$	$3,8 \pm 0,3$	$1,7 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+ (D^{*0})$				$1,6 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,2$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0$	$2,6 \pm 0,2$	$3,4 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,1$	$1 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$	$17,6 \pm 0,5$	$20,3 \pm 0,6$	$18,6 \pm 0,6$	$4,5 \pm 0,4$	$5,5 \pm 0,2$	$4,7 \pm 0,4$	$4,9 \pm 0,3$	$5,2 \pm 0,3$	$5,2 \pm 0,3$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$	$7 \pm 0,4$	$8,3 \pm 0,3$	$7,4 \pm 0,4$	$2,1 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,2$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$	$7 \pm 0,4$	$8,3 \pm 0,3$	$7,4 \pm 0,4$	$2,1 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,2$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0 (D^0)$	$7,3 \pm 0,4$	$7,8 \pm 0,3$	$7,6 \pm 0,4$	$2,5 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,2$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K_S^0 (D^{*+})$				$2 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,2$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	$3,7 \pm 0,3$	$4,7 \pm 0,2$	$4 \pm 0,3$	$1,3 \pm 0,2$	$2 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,1$	$1 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0 (D^{*0})$	$3,1 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,3$	$1 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,1$	$1 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0 (D^{*+})$				$1 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$

Tab. C.2 – Efficacités (en %) des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ contenant un $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Mode	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$			$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$			$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$		
	1900 V	1930 V	1960 V	1900 V	1930 V	1960 V	1900 V	1930 V	1960 V
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$9,1 \pm 0,4$	$9,0 \pm 0,3$	$9,6 \pm 0,4$	$3,3 \pm 0,3$	$3,3 \pm 0,2$	$3,5 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,2$	$3 \pm 0,3$	$2,5 \pm 0,2$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$3,1 \pm 0,2$	$4,4 \pm 0,2$	$3,3 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$2,8 \pm 0,2$	$3,4 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,2$	$1 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,2$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$		$2,4 \pm 0,2$							

TAB. C.3 – Efficacités (en %) du mode $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$

Mode	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$			$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$			$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$		
	1900 V	1930 V	1960 V	1900 V	1930 V	1960 V	1900 V	1930 V	1960 V
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$3 \pm 0,2$	$3,3 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,2$	$1 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,2$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$				$0,8 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$							$0,3 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$0,7 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$

TAB. C.4 – Efficacités (en %) du mode $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K_S^0$

Mode	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$			$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$			$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$		
	1900 V	1930 V	1960 V	1900 V	1930 V	1960 V	1900 V	1930 V	1960 V
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$4,1 \pm 0,3$	$4,1 \pm 0,2$	$4,4 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,2$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$				$0,5 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,1$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$							$0,6 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$1,2 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$

TAB. C.5 – Efficacités (en %) du mode $B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$

ANNEXE D

Nombre d'événements des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$

Les tables D.1 à D.6 donnent les nombres d'événements des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ utilisés dans les calculs des taux de branchement décrits dans le paragraphe b). Les différents modes sont regroupés par types de diagramme.

Dans ces tables,

N est le nombre d'événements présents dans la région du signal,

N^f est le nombre d'événements de fond combinatoire estimé dans la région du signal,

N^c est le nombre d'événements de contamination provenant d'autres modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$.

Mode	Modes de D	N	N^f	N^c
$\bar{D}^0 D^0 K_S^0$	$K\pi \times K\pi$	8	$2,1 \pm 0,6$	
	$K\pi \times K\pi\pi^0$	51	$66,8 \pm 3,8$	
	$K\pi \times K3\pi$	16	$22,2 \pm 2,3$	
$\bar{D}^{*0} D^0 K_S^0$	$K\pi \times K\pi$	9	$8,6 \pm 1,6$	
	$K\pi \times K\pi\pi^0$	104	$111,7 \pm 5,1$	
	$K\pi \times K3\pi$	27	$34,5 \pm 2,7$	
$\bar{D}^{*0} D^{*0} K_S^0$	$K\pi \times K\pi$	14	$6,8 \pm 1,5$	$2,5 \pm 0,6$ de $\bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0$
	$K\pi \times K\pi\pi^0$	53	$32,8 \pm 3,1$	$1,1 \pm 0,2$ de $D^{*-} D^{*+} K_S^0$
				$6,8 \pm 1,7$ de $\bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0$
	$K\pi \times K3\pi$	17	$26,1 \pm 3,1$	$1,8 \pm 0,5$ de $\bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0$

TAB. D.1 – Nombre d'événements des modes internes neutres

Mode	Modes de D	N	N ^f	N ^c
$D^- D^0 K^+$	$K2\pi \times K\pi$	64	$36 \pm 2,6$	
	$K2\pi \times K\pi\pi^0$	179	$169,4 \pm 6,2$	
$D^- D^{*0} K^+$	$K2\pi \times K\pi$	48	$13,8 \pm 1,7$	$1,5 \pm 0,2$ de $D^{*-} D^0 K^+$
	$K2\pi \times K\pi\pi^0$	168	$122,5 \pm 5,1$	$2,8 \pm 0,4$ de $D^{*-} D^0 K^+$
$D^{*-} D^0 K^+$	$K\pi \times K\pi$	18	$2,2 \pm 0,6$	
	$K\pi \times K\pi\pi^0$	51	$23,9 \pm 2,1$	
	$K\pi \times K3\pi$	21	$9,5 \pm 1,4$	
	$K\pi\pi^0 \times K\pi$	34	$18,1 \pm 1,8$	
	$K\pi\pi^0 \times K\pi\pi^0$	101	$102,5 \pm 5$	
	$K\pi\pi^0 \times K3\pi$	43	$38,3 \pm 3$	
	$K3\pi \times K\pi$	17	$4,3 \pm 0,8$	
	$K3\pi \times K\pi\pi^0$	90	$68,9 \pm 3,9$	
	$K3\pi \times K3\pi$	33	$19,5 \pm 2$	
$D^{*-} D^{*0} K^+$	$K\pi \times K\pi$	26	$2,3 \pm 0,6$	
	$K\pi \times K\pi\pi^0$	72	$40,8 \pm 3,1$	
	$K\pi \times K3\pi$	21	$5,4 \pm 1$	
	$K\pi\pi^0 \times K\pi$	58	$17,7 \pm 2$	
	$K3\pi \times K\pi$	41	$15,4 \pm 2,2$	

TAB. D.2 – Nombre d'événements des modes externes neutres

Mode	Modes de D	N	N ^f	N ^c
$D^+ D^- K_S^0$	$K2\pi \times K2\pi$	16	$12,2 \pm 1,5$	
$D^{*-} D^+ K_S^0$	$K\pi \times K2\pi$	17	$5,8 \pm 1,2$	
	$K\pi\pi^0 \times K2\pi$	33	$18,7 \pm 1,9$	
	$K3\pi \times K2\pi$	12	$5 \pm 0,9$	
$D^{*-} D^{*+} K_S^0$	$K\pi \times K\pi$	3	$0 \pm 0,3$	
	$K\pi \times K\pi\pi^0$	12	$2,7 \pm 0,8$	
	$K\pi \times K3\pi$	8	$1,9 \pm 0,7$	
	$K\pi \times K2\pi$	0	$1,2 \pm 0,5$	
	$K\pi\pi^0 \times K\pi\pi^0$	25	$15,7 \pm 1,9$	
	$K\pi\pi^0 \times K3\pi$	13	$6,1 \pm 1,3$	
	$K\pi\pi^0 \times K2\pi$	5	$2,1 \pm 0,8$	
	$K3\pi \times K3\pi$	0	$0,8 \pm 0,5$	
	$K3\pi \times K2\pi$	2	$2,3 \pm 0,8$	

TAB. D.3 – Nombre d'événements des modes externes+internes neutres

Mode	Modes de D	N	N ^f	N ^c
$\bar{D}^0 D^+ K_S^0$	$K\pi \times K2\pi$	26	$15 \pm 1,6$	
	$K\pi\pi^0 \times K2\pi$	84	$75,1 \pm 3,8$	
	$K3\pi \times K2\pi$	79	$66,1 \pm 3,7$	
$\bar{D}^{*0} D^+ K_S^0$	$K\pi \times K2\pi$	21	$15,4 \pm 1,9$	$1,6 \pm 0,4$ de $D^{*-} D^+ K_S^0$
	$K\pi\pi^0 \times K2\pi$	83	$65,7 \pm 3,8$	$2,3 \pm 0,6$ de $D^{*-} D^+ K_S^0$
	$K3\pi \times K2\pi$	43	$37,8 \pm 3$	$0,7 \pm 0,2$ de $D^{*-} D^+ K_S^0$
$\bar{D}^0 D^{*+} K_S^0$	$K\pi \times K\pi$	10	$1,7 \pm 0,5$	
	$K\pi \times K\pi\pi^0$	13	$6,1 \pm 1,2$	
	$K\pi \times K3\pi$	8	$3 \pm 0,8$	
	$K\pi\pi^0 \times K\pi$	11	$8 \pm 1,5$	
	$K3\pi \times K\pi$	6	$1 \pm 0,3$	
$\bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0$	$K\pi \times K\pi$	14	$5,5 \pm 1,6$	$1,3 \pm 0,3$ de $D^{*-} D^{*+} K_S^0$
	$K\pi \times K\pi\pi^0$	20	$6,8 \pm 1,2$	$2,5 \pm 0,5$ de $D^{*-} D^{*+} K_S^0$
	$K\pi \times K3\pi$	7	$3,1 \pm 1$	$1,4 \pm 0,3$ de $D^{*-} D^{*+} K_S^0$
	$K\pi\pi^0 \times K\pi$	25	$11,6 \pm 1,5$	$2,7 \pm 0,6$ de $D^{*-} D^{*+} K_S^0$
	$K3\pi \times K\pi$	13	$4,4 \pm 1,2$	$1 \pm 0,2$ de $D^{*-} D^{*+} K_S^0$

TAB. D.4 – Nombre d'événements des modes externes chargés

Mode	Modes de D	N	N ^f	N ^c
$D^- D^+ K^+$	$K2\pi \times K2\pi$	37	$43,2 \pm 3,2$	
$D^- D^{*+} K^+$	$K2\pi \times K\pi$	7	$5,7 \pm 1$	
	$K2\pi \times K\pi\pi^0$	24	$32,2 \pm 2,8$	
	$K2\pi \times K3\pi$	17	$16,7 \pm 2,2$	
$D^{*-} D^+ K^+$	$K\pi \times K2\pi$	17	$4,4 \pm 0,9$	
	$K\pi\pi^0 \times K2\pi$	34	$23,9 \pm 2,1$	
	$K3\pi \times K2\pi$	7	$10,4 \pm 1,4$	
$D^{*-} D^{*+} K^+$	$K\pi \times K\pi$	5	$0,2 \pm 0,2$	
	$K\pi \times K\pi\pi^0$	10	$5,3 \pm 1,1$	
	$K\pi \times K3\pi$	3	$1,4 \pm 0,6$	
	$K\pi \times K2\pi$	1	$1,4 \pm 0,5$	
	$K\pi\pi^0 \times K\pi\pi^0$	17	$9,9 \pm 1,3$	
	$K\pi\pi^0 \times K3\pi$	21	$19,1 \pm 2,2$	
	$K\pi\pi^0 \times K2\pi$	10	$10,9 \pm 1,7$	
	$K3\pi \times K3\pi$	7	$9 \pm 1,5$	
	$K3\pi \times K2\pi$	4	$2,8 \pm 0,6$	

TAB. D.5 – Nombre d'événements des modes internes chargés

Mode	Modes de D	N	N ^f	N ^c
$\bar{D}^0 D^0 K^+$	$K\pi \times K\pi$	49	$28,9 \pm 2,5$	
	$K\pi \times K\pi\pi^0$	219	$181,9 \pm 5,9$	
	$K\pi \times K3\pi$	159	$120,4 \pm 5$	
$\bar{D}^{*0} D^0 K^+$	$K\pi \times K\pi$	41	$19,3 \pm 2,1$	$2,6 \pm 0,4$ de $D^{*-} D^0 K^+$ $7 \pm 1,2$ de $\bar{D}^0 D^{*0} K^+$
	$K\pi \times K\pi\pi^0$	195	$154,6 \pm 5,9$	$7,2 \pm 0,7$ de $D^{*-} D^0 K^+$ $20,8 \pm 3,5$ de $\bar{D}^0 D^{*0} K^+$
	$K\pi \times K3\pi$	120	$104,1 \pm 4,7$	$2,9 \pm 0,3$ de $D^{*-} D^0 K^+$ $7,1 \pm 1,2$ de $\bar{D}^0 D^{*0} K^+$
$\bar{D}^0 D^{*0} K^+$	$K\pi \times K\pi$	56	$23 \pm 2,5$	$2 \pm 0,3$ de $D^{*-} D^0 K^+$ $2,2 \pm 1$ de $\bar{D}^{*0} D^0 K^+$
	$K\pi \times K\pi\pi^0$	215	$144,8 \pm 5,8$	$5,6 \pm 0,5$ de $D^{*-} D^0 K^+$ $6,4 \pm 3,2$ de $\bar{D}^{*0} D^0 K^+$
	$K\pi \times K3\pi$	131	$88,3 \pm 4,3$	$2,2 \pm 0,2$ de $D^{*-} D^0 K^+$ $2,3 \pm 1,1$ de $\bar{D}^{*0} D^0 K^+$
$\bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	$K\pi \times K\pi$	49	$27,3 \pm 2,7$	$9,2 \pm 1$ de $D^{*-} D^{*0} K^+$
	$K\pi \times K3\pi$	130	$88,7 \pm 4,6$	$6,3 \pm 0,5$ de $D^{*-} D^{*0} K^+$

TAB. D.6 – Nombre d'événements des modes externes+internes chargés

ANNEXE E

Détails de erreurs systématiques pour
 $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$

Mode	$D^-D^0K^+$	$\bar{D}^0D^0K_S^0$	$D^-D^{*0}K^+$	$D^{*-}D^0K^+$	$D^{*-}D^+K_S^0$
Statistique Monte Carlo					
Reconstruction des traces chargées					
dont GTVL	0,006	0,003	0,023	0,012	0,045
dont GTL	0,004	0,002	0,018	0,009	0,038
dont pion mou	0,004	0,001	0,014	0,008	0,011
dont K_S^0		0,002		0,002	0,004
					0,021
Reconstruction des photons	0,002	0,002	0,01	0,009	0,009
Détermination du fond	0,013	0,014	0,026	0,012	0,042
Identification des K	0,011	0,003	0,046	0,025	0,035
Vertexing	0,004	0,001	0,016	0,003	0,017
dont 2 Traces	0,001	0,001	0,001	0,002	0,017
dont 3 Traces	0,004		0,016		
dont 4 Traces		0,001		0,002	
Taux de branchement intermédiaires					
dont $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	0,009	0,003	0,038	0,02	0,044
dont $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	0,003	0,002	0,011	0,014	0,014
dont $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$	0,002	0,001	0,008	0,013	0,014
dont $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^+$			0,035	0,003	0,005
dont D^*	0,008			0,002	0,039
dont K_S^0					0,004
					0,003
Nombre de BB produits	0,001		0,004	0,002	0,005
Sélection sur ΔE	0,006	0,003	0,025	0,015	0,029
Total	0,022	0,015	0,078	0,04	0,092
Taux de branchement	0,124	0,053	0,502	0,296	0,575
Erreur statistique	+0,036 -0,034	+0,039 -0,032	+0,093 -0,087	+0,041 -0,039	+0,144 -0,132

TAB. E.1 – Systématiques des taux de branchement des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ neutres (en %)

Mode	$D^{*-}D^{*0}K^{*+}$	$\bar{D}^{*0}D^{*0}K_S^0$	$D^{*-}D^{*+}K_S^0$	Somme B^0 (Sauf Internes)	Somme B^0
Statistique Monte Carlo	0,031	0,037	0,027	0,05	0,062
Reconstruction des traces chargées	0,044	0,022	0,056	0,181	0,214
dont GTVL	0,03	0,013	0,044	0,147	0,172
dont GTL	0,031	0,012	0,014	0,086	0,105
dont pion mou	0,008	0,003	0,012	0,026	0,031
dont K_S^0	0,004	0,011	0,03	0,055	0,066
Reconstruction des photons	0,07	0,05	0,032	0,135	0,189
Détermination du fond	0,033	0,119	0,048	0,079	0,144
Identification des K	0,082	0,024	0,029	0,241	0,29
Vertexing	0,007	0,017	0,002	0,042	0,057
dont 2 Traces	0,005	0,013		0,012	0,028
dont 3 Traces			0,002	0,039	0,045
dont 4 Traces	0,005	0,011		0,008	0,02
Taux de branchement intermédiaires	0,066	0,018	0,054	0,202	0,232
dont $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	0,051	0,017	0,034	0,134	0,159
dont $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	0,039	0,004	0,039	0,119	0,128
dont $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$	0,007	0,005	0,011	0,026	0,033
dont $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$			0,005	0,087	0,103
dont D^*	0,008		0,009	0,023	0,025
dont K_S^0		0,001	0,003	0,006	0,007
Nombre de BB produits	0,009	0,003	0,006	0,028	0,033
Sélection sur ΔE	0,054	0,018	0,038	0,174	0,207
Total	0,152	0,141	0,112	0,438	0,540
Taux de branchement	1,086	0,361	0,756	3,482	4,13
Erreur statistique	+0,121 -0,115	+0,279 -0,259	+0,167 -0,153	+0,275 -0,255	+0,397 -0,368

TAB. E.2 – Systématiques des taux de branchement des modes $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ neutres (en %) suite

Mode	$\bar{D}^0 D^0 K^+$	$\bar{D}^0 D^+ K_S^0$	$\bar{D}^{*0} D^0 K^+$	$\bar{D}^{*0} D^+ K_S^0$	$D^{*-} D^+ K^+$	$\bar{D}^0 D^{*0} K^+$
Statistique Monte Carlo						
Reconstruction des traces chargées						
dont GTVL	0,005	0,015	0,006	0,021	0,006	0,019
dont GTL	0,004	0,013	0,004	0,017	0,005	0,013
dont pion mou	0,004	0,004	0,004	0,006	0,003	0,014
dont K_S^0		0,007		0,01	0,001	
Reconstruction des photons	0,003	0,002	0,01	0,016	0,001	0,029
Détermination du fond	0,011	0,028	0,028	0,072	0,011	0,03
Identification des K	0,013	0,013	0,014	0,018	0,011	0,044
Vertexing	0,003	0,007	0,003	0,01	0,003	0,009
dont 2 Traces	0,003	0,003	0,003	0,004	0,001	0,008
dont 3 Traces		0,006		0,009	0,003	
dont 4 Traces	0,001		0,001	0,001		0,004
Taux de branchement intermédiaires						
dont $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0,008	0,016	0,008	0,021	0,009	0,027
dont $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	0,007	0,005	0,007	0,007	0,003	0,023
dont $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	0,004	0,003	0,004	0,001	0,002	0,014
dont $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$		0,015	0,001	0,02	0,001	0,003
dont D^*					0,008	
dont K_S^0		0,001		0,001	0,001	
Nombre de BB produits	0,001	0,002	0,001	0,002	0,001	0,004
Sélection sur ΔE	0,007	0,011	0,008	0,015	0,006	0,024
Total	0,022	0,041	0,037	0,085	0,02	0,075
Taux de branchement	0,143	0,217	0,152	0,301	0,117	0,48
Erreur statistique	+0,031 -0,03	+0,086 -0,079	+0,075 -0,072	+0,190 -0,174	+0,037 -0,033	+0,082 -0,08

TAB. E.3 – Systématiques des taux de branchement des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ chargés (en %)

Mode	$\bar{D}^0 D^{*+} K_S^0$	$\bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	$\bar{D}^{*0} D^{*+} K_S^0$	$D^{*-} D^{*+} K^+$	Total B^+ (sauf Internes)	Total B^+
Statistique Monte Carlo					0,066	0,067
Reconstruction des traces chargées					0,195	0,213
dont GTVL	0,032	0,022	0,086	0,005	0,157	0,173
dont GTL	0,025	0,013	0,068	0,004	0,082	0,092
dont pion mou	0,009	0,017	0,024	0,003	0,014	0,018
dont K_S^0	0,004	0,002	0,008	0,002	0,081	0,081
	0,017		0,047			
Reconstruction des photons	0,009	0,053	0,092	0,003	0,214	0,221
Détermination du fond	0,028	0,074	0,112	0,011	0,163	0,165
Identification des K	0,022	0,057	0,075	0,007	0,256	0,288
Vertexing	0,003	0,001	0,011	0,002	0,04	0,047
dont 2 Traces	0,001	0,001	0,011		0,034	0,037
dont 3 Traces				0,001	0,015	0,022
dont 4 Traces	0,003	0,001	0,004	0,002	0,015	0,018
Taux de branchement intermédiaires						
dont $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0,027	0,029	0,079	0,007	0,191	0,212
dont $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	0,022	0,028	0,063	0,005	0,162	0,175
dont $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	0,014	0,008	0,045	0,005	0,093	0,103
dont $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	0,005	0,001	0,006	0,001	0,016	0,019
dont $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$				0,002	0,035	0,053
dont D^*	0,003		0,011	0,001	0,014	0,017
dont K_S^0	0,002		0,006		0,01	0,01
Nombre de BB produits	0,004	0,005	0,011	0,001	0,03	0,033
Sélection sur ΔE	0,023	0,029	0,066	0,006	0,183	0,204
Total	0,061	0,12	0,219	0,018	0,503	0,546
Taux de branchement	0,469	0,587	1,324	0,114	3,673	4,074
Erreur statistique	+0,112 -0,101	+0,197 -0,186	+0,337 -0,314	+0,042 -0,037	+0,471 -0,439	+0,477 -0,444

Tab. E.4 – Systématiques des taux de branchement des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ chargés (en %), suite

Bibliographie

- [1] C. S. WU, E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPE et R. P. HUDSON, *Experimental Test of Parity Conservation in β Decay*, Phys. Rev. **105** (1957), 1413.
- [2] G. LÜDERS, *Proof of the TCP theorem*, Annals Phys. **281** (2000), 1004.
- [3] D. E. GROOM *et al.*, *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal **C15** (2000), 1.
- [4] Collaboration CPLEAR, A. ANGELOPOULOS *et al.*, *T-violation and CPT-invariance measurements in the CPLEAR experiment : A detailed description of the analysis of neutral-kaon decays to $e \pi \nu$* , Eur. Phys. J. **C22** (2001), 55.
- [5] J. H. CHRISTENSON, J. W. CRONIN, V. L. FITCH et R. TURLAY, *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964), 138.
- [6] K. LANDE *et al.*, *Observation of longlived neutral V particles*, Phys. Rev. **103** (1956), 1901.
- [7] Collaboration NA48, A. LAI *et al.*, *A precise measurement of the direct CP violation parameter $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$* , Eur. Phys. J. **C22** (2001), 231.
- [8] I. S. ALTAREV *et al.*, *New measurement of the electric dipole moment of the Neutron*, Phys. Lett. **B276** (1992), 242.
- [9] N. CABIBBO, *Unitary symmetry and leptonic decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963), 531.
- [10] M. KOBAYASHI et T. MASKAWA, *CP violation in the renormalizable theory of weak interaction*, Prog. Theor. Phys. **49** (1973), 652.
- [11] L. WOLFENSTEIN, *Parametrization of the KOBAYASHI-MASKAWA matrix*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983), 1945.
- [12] Collaboration UA1, C. ALBAJAR *et al.*, *Search for $B^0 - \bar{B}^0$ oscillations at the CERN $p - \bar{p}$ collider*, Phys. Lett. **B186** (1987), 247.
- [13] Collaboration ARGUS, H. ALBRECHT *et al.*, *Observation of $B^0 - \bar{B}^0$ mixing*, Phys. Lett. **B192** (1987), 245.

- [14] Collaboration BABAR, B. AUBERT *et al.*, *Measurement of the B^0 and B^+ meson lifetimes with fully reconstructed hadronic final states*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 201803.
- [15] LEP B LIFETIMES WORKING GROUP,
<http://claires.home.cern.ch/claires/lepblife.html>
- [16] Collaboration BABAR, B. AUBERT *et al.*, *Measurement of the $B^0 - \bar{B}^0$ oscillation frequency in hadronic B^0 Decays*, Actes de la conférence EPS2001 à Budapest (Hongrie), 2001.
- [17] WORKING GROUP ON B OSCILLATIONS,
<http://lepbosc.web.cern.ch/LEPBOSC/>
- [18] I. I. BIGI et A. I. SANDA, *CP Violation*, Cambridge University Press, 2000.
- [19] Q. HO-KIM et P. XUAN YEM, *Elementary Particles and Their Interactions*, Springer, 1998.
- [20] Collaboration BABAR, B. AUBERT *et al.*, *Observation of CP violation in the B^0 meson system*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 091801.
- [21] D. ABBANEO *et al.*, *Combined results on b -hadron production rates and decay properties*, hep-ex/0112028, 2001.
- [22] T. E. BROWDER, *Hadronic Decays and Lifetimes of B and D Mesons*, Actes de la conférence ICHEP de Varsovie, 1996.
- [23] G. BUCHALLA, I. DUNIETZ et H. YAMAMOTO, *Hadronization of $b \rightarrow c\bar{c}s$* , Phys. Lett. **B364** (1995), 188.
- [24] Collaboration ALEPH, R. BARATE *et al.*, *Observation of doubly-charmed B decays at LEP*, Eur. Phys. J. **C4** (1998), 387.
- [25] Collaboration CLEO, T. E. COAN *et al.*, *Observation of $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$ and $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$* , Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 062001.
- [26] Collaboration BELLE, K. ABE *et al.*, *Observation of color-suppressed $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0, D^{*0}\pi^0, D^0\eta$ and $D^0\omega$ decays*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 052002.
- [27] M. NEUBERT et A. A. PETROV, *Comments on Color-Suppressed Hadronic B Decays*, Phys. Lett. **B519** (2001), 50.
- [28] J. CHARLES, A. LE YAOUANC, L. OLIVER, O. PENE et J. C. RAYNAL, *$B_d^0(t) \rightarrow DPP$ time-dependent Dalitz plots, CP -violating angles 2β , $2\beta + \gamma$, and discrete ambiguities*, Phys. Lett. **B425** (1998), 375.
- [29] P. COLANGELO, F. DE FAZIO, G. NARDULLI, N. PAVER et RIAZUDDIN, *Analysis of the three-body $B \rightarrow D^+D^-\pi^0$ decay*, Phys. Rev. **D60** (1999), 033002.
- [30] T. E. BROWDER, A. DATTA, P. J. O'DONNELL et S. PAKVASA, *Measuring $\sin(2\beta)$ in $B \rightarrow D^{*+}D^{*-}K_s$ Decays*, Phys. Rev. **D61** (2000), 054009.

- [31] Collaboration BABAR, B. AUBERT *et al.*, *The BABAR detector*, Nucl. Inst. Methods **A479** (2002), 1.
- [32] BABAR Analysis Document N° 7, *PEP-II Beam Energies*.
- [33] BABAR Analysis Document N° 14, *Measuring the PEP-II boost*.
- [34] BABAR Analysis Document N° 13, *Beamspot determination and use in BABAR*.
- [35] BABAR Analysis Document N° 229, *Luminosity Measurement for the Run I data*.
- [36] BABAR Analysis Document N° 134, *Measurement of the number of $\Upsilon(4S)$ mesons produced in Run I*.
- [37] C. BOZZI *et al.*, *The design and construction of the BABAR silicon vertex tracker*, Nucl. Inst. Methods **A447** (2000), 15.
- [38] C. BOZZI *et al.*, *First-year experience with the BABAR silicon vertex tracker*, Nucl. Inst. Methods **A473** (2001), 7.
- [39] R. LUCHSINGER *et al.*, *Vertex reconstruction by means of the method of Kalman filtering*, Comp. Phys. Comm. **76** (1993), 263.
- [40] Collaboration ARGUS, A. DRESCHER *et al.*, *Electron-hadron separation in ARGUS*, Nucl. Inst. Methods **A237** (1985), 464.
- [41] W. M. DUNWOODIE,
<http://www.slac.stanford.edu/~wmd/beampipe/beampipe.radial.structure>
- [42] BABAR Analysis Document N° 208, *The DCH / SVT global alignment*.
- [43] J. HODGSON,
<http://www.slac.stanford.edu/~jah/bbm4.html>
- [44] BABAR Analysis Document N° 102, *The BABAR Vertexing*.
- [45] S. BRANDT, *Statistical and Computational Methods in Data Analysis*, Springer, 1998.
- [46] F. JAMES, *MINUIT Reference Manual (Version 94.1)*, Program Library D506, CERN, 1998.
- [47] BABAR Analysis Document N° 55, *Measurement of the τ lepton lifetime with the decay length method*.
- [48] Collaboration BABAR, B. AUBERT *et al.*, *Search for a lifetime difference in D^0 decays*, Actes de la conférence Heavy Flavours 9 à Pasadena (U.S.A.), 2001.
- [49] T. SJOSTRAND, *High-Energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comp. Phys. Comm. **82** (1994), 74.

- [50] A. RYD *et al.*, *EvtGen*, A Monte Carlo generator for *B*-physics, Note BA-BAR.
- [51] Collaboration E691, J. C. ANJOS *et al.*, A Dalitz plot analysis of $D \rightarrow K\pi\pi$ decays, Phys. Rev. **D48** (1993), 56.
- [52] CERN, GEANT, *Detector Description and Simulation Tool*, 1994, Program Library long write-up W5013.
- [53] BABAR Analysis Document N° 169, *Drift Chamber Simulation*.
- [54] BABAR Analysis Document N° 157, *Measurement of the GoodTrackLoose efficiency using SVT tracks*.
- [55] BABAR Analysis Document N° 20, *Reconstruction of π^0 in BABAR*.
- [56] Collaboration CLEO, M. PROCARIO *et al.*, τ decays with one charged particle plus multiple π^0 , Phys. Rev. Lett. **70** (1993), 1207.
- [57] T. SKWARNICKI, A study of the radiative cascade transitions between the Υ' and the Υ resonances, thèse de doctorat, DESY F31-86-02, 1986, non publiée.
- [58] C. H. CHENG,
<http://www.slac.stanford.edu/~chcheng/talk/kpipi0DalitzFunc>
- [59] H. YAMAMOTO, *Charm counting and B semileptonic branching fraction*, Actes de la conférence Heavy Flavours 8, Southampton (G.B.), 1999.
- [60] A. F. FALK, Z. LIGETI, M. NEUBERT et Y. NIR, *Heavy Quark Expansion for the Inclusive Decay $\bar{B} \rightarrow \tau \bar{\nu} X$* , Phys. Lett. **B343** (1994), 145.
- [61] H. SIMMA, G. EILAM et D. WYLER, *On the rate asymmetries in charged B decays*, Nucl. Phys. **B352** (1991), 367.
- [62] E. BAGAN, P. BALL, V. M. BRAUN et P. GOSDZINSKY, *Charm quark mass dependence of QCD corrections to nonleptonic inclusive B decays*, Nucl. Phys. **B432** (1994), 3.
- [63] M. NEUBERT et C. T. SACHRAJDA, *Spectator effects in inclusive decays of beauty hadrons*, Nucl. Phys. **B483** (1997), 339.
- [64] E. BAGAN, P. BALL, V. M. BRAUN et P. GOSDZINSKY, *Theoretical update of the semileptonic branching ratio of B mesons*, Phys. Lett. **B342** (1995), 362.
- [65] M. NEUBERT, *B physics and CP violation*, Int. J. Mod. Phys. **A11** (1996), 4173.
- [66] Collaboration BABAR, B. AUBERT *et al.*, *Semileptonic B Decays at BABAR*, Actes de la conférence Heavy Flavours 9 à Pasadena (U.S.A.), 2001.
- [67] M. CALVI, *B (and C) Physics at LEP*, Présenté à la conférence de La Thuile (Italie), 2002.

- [68] Collaboration CLEO, L. GIBBONS *et al.*, *The inclusive decays $B \rightarrow DX$ and $B \rightarrow D^*X$* , Phys. Rev. **D56** (1997), 3783.
- [69] Collaboration CLEO, D. GIBAUT *et al.*, *Measurements of $B \rightarrow D_s^+X$ decays*, Phys. Rev. **D53** (1996), 4734.
- [70] Collaboration CLEO, G. D. CRAWFORD *et al.*, *Measurement of baryon production in B meson decay*, Phys. Rev. **D45** (1992), 752.
- [71] Collaboration CLEO, R. BALEST *et al.*, *Inclusive decays of B mesons to charmonium*, Phys. Rev. **D52** (1995), 2661.
- [72] Collaboration BELLE, K. ABE *et al.*, *Observation of χ_{c2} production in B meson decay*, hep-ex/0202028, 2002.
- [73] M. BENEKE, F. MALTONI *et al.*, *QCD analysis of inclusive B decay into charmonium*, Phys. Rev. **D59** (1999), 054003.
- [74] Collaboration CLEO, T. E. COAN *et al.*, *Flavor-specific inclusive B decays to charm*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 1150.
- [75] Collaboration CLEO, R. AMMAR *et al.*, *Study of flavor-tagged baryon production in B decay*, Phys. Rev. **D55** (1997), 13.
- [76] M. BATTAGLIA, *Semileptonic B Decays, recent results from LEP and comparison with $\Upsilon(4S)$ Data*, Actes de la conférence Heavy Quarks at fixed target, Rio de Janeiro (Brésil), 2000.
- [77] Collaboration BABAR, B. AUBERT *et al.*, *Measurement of the Branching Fraction and CP Content for the Decay $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$* , soumis à Phys. Rev. Lett.
- [78] Collaboration ALEPH, A. HEISTER *et al.*, *Production of D_s^{**} mesons in hadronic Z decays*, Phys. Lett. **B526** (2002), 34.
- [79] P. COLANGELO, F. DE FAZIO, G. NARDULLI, N. DI BARTOLOMEO *et al.*, *Strong coupling of excited heavy mesons*, Phys. Rev. **D52** (1995), 6422.
- [80] P. COLANGELO *et al.*, *QCD interactions of heavy mesons with pions by light-cone sum rules*, Eur. Phys. J. **C4** (1998), 503.
- [81] S. GODFREY *et al.*, *The properties of P -wave mesons with one heavy quark*, Phys. Rev. **D43** (1991), 1679.
- [82] Collaboration DELPHI, P. ABREU *et al.*, *Measurement of the inclusive charmless and double-charm B branching ratios*, Phys. Lett. **B426** (1998), 193.
- [83] Collaboration SLD, A. S. CHOU, *Results from SLD (Heavy Flavours)*, Présenté aux XXXVII Rencontres de Moriond (France), 2002.

- [84] Collaboration CLEO, *Exclusive Reconstruction of $\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K^-$* , Actes de la conférence EPS97 à Jérusalem (Israël), 1997.
- [85] Collaboration BELLE, K. ABE *et al.*, *Measurements of the Branching Fractions for $B \rightarrow D^{(*)} D^{(*)}$ and $B \rightarrow D^{(*)} D^{(*)} K$ at BELLE*, Actes de la conférence EPS2001 à Budapest (Hongrie), 2001.
- [86] Collaboration BABAR, B. AUBERT *et al.*, *Investigation of $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ decays with the BABAR detector*, Actes de la conférence Lepton Photon à Rome (Italie), 2001.
- [87] S. TRINCAZ-DUVOID, *Etude du bruit de fond engendré par la machine PEP-II à l'aide d'une mini-TPC. Etude de la désintégration doublement charmée du méson B avec le détecteur BABAR*, thèse de doctorat, LAL Orsay, 2001, non publiée.
- [88] Collaboration ARGUS, H. ALBRECHT *et al.*, *Search for hadronic $b \rightarrow u$ decays*, Phys. Lett. **B241** (1990), 278.
- [89] G. C. FOX et S. WOLFRAM, *Event shapes in $e^+ - e^-$ annihilation*, Nucl. Phys. **B149** (1979), 413.
- [90] J. NEYMAN, *Outline of a Theory of Statistical Estimation Based on the Classical Theory of Probability*, Phil. Trans. Royal Soc. London **236** (1937), 333.
- [91] R. BARLOW, *A Calculator for Confidence Intervals*, soumis à Comp. Phys. Comm., 2002.
- [92] H. J. LIPKIN et A. I. SANDA, *Isospin Invariance, CP violation and $B - \bar{B}$ mixing*, Phys. Lett. **B201** (1988), 541.
- [93] P. COLANGELO et F. DE FAZIO, *On three-body $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{(*)0} K^+$ decays and couplings of heavy mesons to light pseudoscalar mesons*, hep-ex/0201305, 2002.

RÉSUMÉ

L'expérience BABAR, située à SLAC, étudie depuis 1999 les désintégrations des mésons B à partir de collisions entre électrons et positrons à une énergie égale à la masse du $\Upsilon(4S)$. Le but premier de l'expérience a été de mesurer le paramètre $\sin(2\beta)$ de la violation de la symétrie CP dans le modèle standard. Cette mesure demande de connaître avec précision l'échelle de longueur absolue du détecteur. Une méthode a été mise au point pour déterminer cette échelle, en utilisant les interactions nucléaires dans la matière du détecteur et en particulier dans le tube à vide de l'expérience. L'échelle de longueur du détecteur dans la direction des faisceaux a ainsi été estimée avec une précision meilleure que 1 %. L'incertitude liée à la détermination des longueurs par le détecteur dans les mesures des temps de vie des B et de leur fréquence d'oscillation devient alors négligeable par rapport aux autres erreurs systématiques.

Le contenu en kaons chargés des désintégrations des mésons B intervient aussi dans la mesure de $\sin(2\beta)$ pour étiqueter la saveur du deuxième B dans les événements contenant un B se désintégrant dans un état propre de CP . La charge du kaon est directement liée à la saveur du B . Une des sources de kaons de mauvais signe pouvant fausser l'étiquetage provient de désintégrations de mésons D de mauvais signe ($B \rightarrow DX$). Les modes de désintégration doublement charmés $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ sont un des modes donnant des D de mauvais signe. Les vingt-deux modes de désintégration sont reconstruits de façon exclusive et leurs taux de branchement calculés avec une précision suffisante pour établir que les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ ne sont pas les seules sources de D de mauvais signe dans les désintégrations des mésons B .

MOTS CLÉS

Tube à vide

Interactions dans la matière

Méson B

Méson D

BABAR

Désintégrations doublement charmées

ABSTRACT

The BABAR experiment at SLAC has been studying since 1999 B meson decays from e^+e^- collisions at the $\Upsilon(4S)$ resonance. The first goal of the collaboration was to measure the $\sin(2\beta)$ CP -violation parameter within the standard model. This measurement requires to know with precision the absolute length scale of the detector. A method to test this scale was developed using nuclear interactions in the beam-pipe material. The longitudinal length scale was then determined at the 1 % level precision. The systematic error associated with length measurement in the detector concerning B meson lifetime and B meson oscillation frequency is then negligible with respect to the other errors.

The K meson content of B decays is a key ingredient of the $\sin(2\beta)$ measurement and is used to tag the flavour of the other B in events containing a B decaying to a CP eigenstate. The K charge is correlated to the B flavour. Wrong sign kaons, which can dilute B tagging, can come from wrong sign D decays ($B \rightarrow DX$). Doubly charmed decays $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ are one possibility to produce wrong sign D decays. The twenty-two decay modes are reconstructed exclusively. The total branching fraction is measured with enough precision to establish that $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ decays are not the only source of wrong sign D mesons in B decays.

KEY WORDS

Beam-Pipe

Material Interactions

B Meson

D Meson

BABAR

Doubly Charmed Decays